BROWN
BOOK ONLY

537.53 P45R

Perrin, Jean.
Rayons cathodiques et --
1897.

RAYONS CATHODIQUES

ET

RAYONS DE RÖNTGEN.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE.

Extrait des *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XI ;
août 1897.

RAYONS CATHODIQUES

ET

RAYONS DE RONTGEN

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE.

PREMIÈRE PARTIE.

RAYONS CATHODIQUES.

I.

HISTORIQUE.

Propriétés générales. — 1. Quand une décharge électrique traverse un gaz très raréfié, contenu dans une ampoule en verre, une vive fluorescence verte illumine certaines parties de la paroi. Un grand nombre de substances, une fois placées à l'intérieur de cette ampoule, s'illuminent de même, en prenant une couleur variable suivant leur nature, couleur qui, par exemple, est bleue pour le cristal, jaune pour l'yttria, rouge pour le rubis.

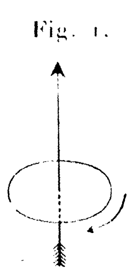
Si l'on place un objet quelconque entre la cathode et l'une des régions fluorescentes, une silhouette de l'objet se dessine sur le fond clair de la fluorescence. La cathode, l'objet et la silhouette sont à peu près en ligne droite; c'est ce qu'on exprime en disant que des rayons émanent de la cathode. Ce sont les *rayons cathodiques*, découverts par Hittorf.

2. On s'aperçoit de suite que ces rayons ne divergent pas dans toutes les directions à partir de chaque point de la cathode, car, au moyen d'un seul diaphragme, on peut obtenir un pinceau étroit, à bords nets. On dira donc, sans prétendre exprimer une loi rigoureuse, que de chaque point d'émission part un rayon unique, dans une direction déterminée.

3. Ces rayons sont en général rectilignes, si du moins on n'est pas trop près de la cathode; mais on les dévie fortement en approchant d'eux un aimant. Dans le cas particulier où les rayons pénètrent dans un champ magnétique uniforme, ils s'enroulent en hélice autour du champ, en sorte que l'angle des rayons et du champ reste fixe. Quand cet angle est droit, l'hélice s'écrase et devient une circonférence.

Le parcours se fait par rapport au champ dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre.

Fig. 1.



4. Quand un obstacle très mobile reçoit des rayons cathodiques, il se meut dans le sens du rayon, comme le montra Crookes. Une pression analogue et de sens contraire semble exercée sur la cathode.

Enfin, les rayons cathodiques échauffent les objets qu'ils rencontrent; ils peuvent, dans certains cas, rougir et fondre du platine.

5. *Théories proposées.* — On voulut expliquer ces propriétés singulières. Or, on n'a guère imaginé que deux modes suivant lesquels de l'énergie puisse être rayonnée; il n'y a donc pas à s'étonner de voir surgir ici, comme au

sujet de la lumière, les deux célèbres théories de l'émission et des ondulations.

Suivant les uns, les rayons cathodiques étaient formés de particules matérielles, chargées d'électricité négative, et qui, repoussées par la cathode, avaient acquis une vitesse énorme; ces particules pouvaient, d'ailleurs, être arrachées à la cathode ou provenir du gaz restant. Les effets mécaniques et calorifiques s'expliquaient alors immédiatement; la présence de charges négatives en mouvement concordait avec les déviations magnétiques; l'explication de la fluorescence causait seule quelque embarras.

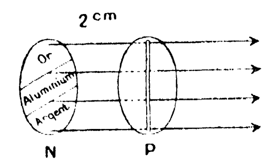
Suivant les autres, les rayons cathodiques étaient formés par un mouvement vibratoire ayant l'éther pour siège; ce mouvement pouvait, d'ailleurs, être d'espèce nouvelle, comme le seraient des vibrations longitudinales, ou être simplement une lumière ultra-violette, à courte longueur d'onde. Alors la fluorescence n'étonnait plus; les propriétés mécaniques n'offraient pas de très grandes difficultés, soit qu'on se rappelât que la lumière ordinaire a de pareilles propriétés dans les radiomètres, soit qu'on admît avec Maxwell qu'une onde lumineuse exerce une pression sur les obstacles qu'elle rencontre; seule, la déviation magnétique restait réellement inexpliquée.

6. *Lutte des théories. Nouvelles découvertes.* — La théorie de l'émission, défendue par les physiciens anglais, sembla d'abord la plus féconde. Les brillantes expériences imaginées par Crookes paraissaient l'illustrer d'une façon définitive. En se laissant guider par elles, il avait découvert les propriétés mécaniques; il annonçait bientôt que les rayons sont normaux à la cathode et faisait converger ces rayons au centre de cathodes sphériques où leurs effets accumulés fondaient les substances les plus réfractaires; il croyait enfin vérifier l'électrisation des rayons cathodiques en montrant que deux rayons parallèles se repoussent.

D'autre part, constatant que la nature et la volatilité de la cathode n'influent pas sur le rayonnement, il déclarait que la matière des rayons ne saurait provenir de cette cathode ([1]) et, précisant alors la théorie de l'émis-

([1]) Crookes a montré que les dépôts métalliques observés sur les parois des tubes à vide n'ont pas de rapport avec les rayons cathodiques, et en a conclu, peut-être un peu hâtivement, que ces rayons proviennent du gaz, et non de la cathode. J'ai fait une expérience qui, sans être absolument démonstrative, accroît la probabilité de cette hypothèse.

Une cathode plane N, en aluminium, est dorée à sa partie supérieure, argentée à sa partie inférieure. En face d'elle est l'anode P percée d'une fente étroite. Les rayons qui traversent cette fente forment un faisceau plan qui, dans sa partie superieure, émane de l'or, dans sa partie



moyenne, de l'aluminium, et, dans sa partie inférieure, de l'argent. Si, pour ces trois parties, les rayons cathodiques étaient respectivement en or, en aluminium et en argent, ils auraient probablement des vitesses variant d'une partie à une autre.

En effet, soit M la charge électrique d'un projectile, et V la chute du potentiel de N en P; soit m la masse du projectile et v sa vitesse; on aura

$$MV = \frac{1}{2} mv^2.$$

Or, V est le même pour tous les projectiles; si donc $\frac{M}{m}$ est différent pour l'or, l'argent et l'aluminium (comme il arriverait si les projectiles étaient des ions), v sera différent.

En ce cas, les trois parties du faisceau seraient déviées de façon différente dans un champ magnétique; or, l'expérience prouve qu'elles se comportent de même.

Seulement, on observe ce fait curieux, sur lequel je n'insisterai pas, que, sous l'action du champ, le faisceau est décomposé en plusieurs faisceaux inégalement incurvés, émanés chacun de la fente entière, et non d'une partie seulement de cette fente. Ainsi, de la cathode, et indépendamment de sa nature, partiraient plusieurs groupes de rayons animés de vitesses différentes. Il est possible que ces différentes espèces de rayons soient formées par les différents gaz qui emplissent le tube.

Quelques jours après que j'eus réalisé cette expérience, une publication de Birkeland signala cette dispersion magnétique. La cathode employée par Birkeland était faite uniquement d'aluminium.

sion, il admettait, avec Schuster et J.-J. Thomson, qu'au voisinage de la cathode certaines des molécules du gaz restant se brisent en morceaux, en *ions*, chargés d'électricités contraires, et que, tandis que les ions positifs sont absorbés par la cathode, les ions négatifs, violemment repoussés, forment les rayons cathodiques.

7. Mais les physiciens allemands, à leur tour, multipliaient les expériences. Goldstein, Wiedemann, Hertz, surtout soucieux d'exactitude, décrivaient avec plus de soin les phénomènes, et montraient que les observations de Crookes étaient, dans certains cas, un peu sommaires.

Goldstein vit nettement que, en général, les rayons cathodiques ne sont pas normaux à la cathode; variant les conditions de production, il observa que tout étranglement du tube peut être une source de rayons; enfin, approchant peut-être plus que tout autre de la découverte des rayons de Röntgen, il déclara que, là où les rayons cathodiques s'arrêtent, *quelque chose* se passe qui excite d'abord la fluorescence du corps frappé, quand cela est possible, mais excite aussi celle des corps voisins.

Ebert et Wiedemann, reprenant l'expérience par laquelle Crookes avait cru prouver la répulsion de deux rayons cathodiques parallèles, eurent l'idée d'intercepter l'un de ces deux rayons tout près de son origine. La déviation du premier rayon ne fut pas modifiée; la partie supprimée n'agissait donc pas, et l'on devait seulement admettre que la direction initiale du premier rayon varie quand le second est excité. Ainsi disparaissait la meilleure preuve que l'on crût avoir de l'électrisation des rayons cathodiques.

Crookes lui-même, pour vérifier directement cette électrisation, fit tomber un pinceau de rayons sur une plaque métallique liée à un électromètre. Or, cette plaque se chargea bien, mais toujours d'électricité positive, contrairement au résultat qu'il attendait.

Hertz, enfin, cherchant aussi à manifester les propriétés électriques et magnétiques des rayons supposés chargés, n'obtint pas de résultats et admit à son tour la théorie des ondulations.

Ainsi la théorie de l'émission perdait manifestement du terrain et l'on pouvait, sans invraisemblance, dire avec Wiedemann que, s'il y a transport de matière le long des rayons cathodiques, cette matière a aussi peu affaire avec le phénomène que le boulet lancé par un canon avec le son qui marque son départ.

8. Des expériences de Lenard date une activité nouvelle. Hertz avait montré que des feuilles métalliques minces laissent passer des rayons cathodiques. Lenard eut l'idée de fermer par une semblable feuille une petite fenêtre pratiquée dans la paroi d'un tube à vide, et réussit à trouver une feuille assez forte pour tenir la pression atmosphérique, assez mince pour être traversée par les rayons. Séparant ainsi les conditions de production des conditions d'observation, il put faire pénétrer des rayons dans des gaz différents, à des pressions variées, et découvrir de nouvelles propriétés.

A leur sortie de la fenêtre, les rayons sont fortement diffusés, et le pinceau qu'isolent deux ouvertures percées dans deux diaphragmes consécutifs se diffuse à nouveau très vite dans les gaz peu raréfiés. Il reste très pur, au contraire, dans les gaz très raréfiés et, dans de l'air ayant une masse spécifique inférieure au cent-millionième de la masse spécifique normale, Lenard eut des rayons tout à fait rectilignes qui parcouraient, sans s'affaiblir, une longueur de $1^{m},50$. Il crut avoir ainsi répété, pour ces rayons, les expériences qui décidèrent si le son ou la lumière ont leur support dans la matière ou dans l'éther, et, puisque les dernières traces de matière semblaient plus nuisibles qu'utiles, il déclara mauvaise la théorie matérialiste.

Il mesura, de plus, les déviations produites par un ai-

mant sur les rayons une fois sortis du tube de production, et observa que ces déviations restent indépendantes de la nature et de la pression du gaz où se meuvent alors les rayons, tout au moins jusqu'à la limite où la diffusion, devenue trop grande, empêche les mesures. Et cette importante propriété semblait encore inconciliable avec l'hypothèse d'un bombardement.

9. L'admiration que méritaient ces belles expériences empêcha de voir les défauts des raisonnements de Lenard, et, pour beaucoup de physiciens, la théorie de l'émission fut dès lors condamnée. Toutefois les rayons cathodiques restaient fort différents des lumières connues : outre la déviation magnétique, encore inexpliquée, on se trouvait en présence de la singulière loi d'absorption que découvrait Lenard, en annonçant que la masse d'un obstacle intervient seule dans le trouble que cet obstacle apporte à la propagation.

C'est alors que J.-J. Thomson, mesurant la vitesse de propagation des rayons cathodiques et la trouvant égale à 200^{km} par seconde, alors que celle de la lumière est de $300\,000^{km}$, réussit par cette expérience cruciale à séparer les deux rayonnements d'une manière profonde et définitive.

Il fallait donc imaginer des ondulations d'espèce absolument nouvelle, ou, malgré les difficultés soulevées, revenir à la théorie de l'émission.

II.

ÉLECTRISATION DES RAYONS CATHODIQUES.

1. La théorie de l'émission repose tout entière sur l'hypothèse d'une électrisation des rayons. J'ai tenté de vérifier si cette électrisation existe, ou non ([1]).

([1]) J'ignorais, quand je fis mes expériences, les essais infructueux faits dans cette voie.

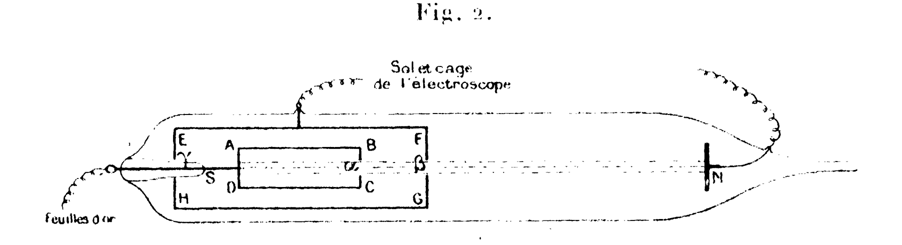
On sait que l'on constate facilement l'introduction de charges électriques à l'intérieur d'une enceinte conductrice close. Peut-être est-ce même le meilleur moyen qu'on ait pour définir et mesurer ce qu'on entend par charge électrique.

J'ai donc fait pénétrer des rayons cathodiques à l'intérieur d'un cylindre de Faraday.

A cet effet, j'ai employé le tube à vide que représente la *fig.* 2 (¹).

ABCD est un cylindre métallique fermé de toutes parts, sauf une petite ouverture α au centre de la face BC.

Fig. 2.



C'est lui qui joue le rôle de cylindre de Faraday. Un fil métallique, soudé en S à la paroi du tube, réunit ce cylindre aux feuilles d'or d'un électroscope.

EFGH est un deuxième cylindre métallique, en communication permanente avec le sol et avec la cage de l'électroscope. Percé seulement de deux petites ouvertures en β et γ, il protège le cylindre de Faraday contre toute influence électrique extérieure.

Enfin, en avant de FG, se trouve l'électrode plane N.

L'anode était formée par le cylindre protecteur EFGH, et l'électrode N servait de cathode : un pinceau de rayons entrait donc dans le cylindre de Faraday.

Aussitôt, ce cylindre se chargeait d'électricité négative.

(¹) Ce tube, et presque tous ceux qui m'ont servi, ont été construits par M. Chabaud, très vite et très habilement.

Le tube à vide pouvait être placé entre les pôles d'un électro-aimant. Quand on excitait ce dernier, les rayons cathodiques, déviés, n'entraient plus dans le cylindre. Alors il ne se chargeait plus. La déviation nécessaire pour cela était d'ailleurs très faible, et les bords de la face FG, couverts d'une poudre fluorescente, brillaient encore très fortement lorsque déjà l'électroscope n'accusait plus aucune charge.

L'électrisation n'est donc pas due à un défaut dans la protection électrostatique; au reste, pour mieux assurer cette protection, j'ai porté à 4^{cm}, sans inconvénient, la distance $\alpha\beta$, et j'ai remplacé l'ouverture β par quelques trous d'épingle [1]. Même, comme on le verra plus loin, j'ai pu la fermer tout à fait par une feuille mince d'aluminium.

2. Les charges négatives introduites dans le cylindre de Faraday, très facilement mesurables, varient extrêmement d'une série d'expériences à une autre série, suivant des causes multiples parmi lesquelles je citerai l'intensité du courant inducteur dans la bobine et la raréfaction dans le tube. Pour faire saisir l'ordre de grandeur du phénomène, je dirai qu'avec un de mes tubes, et pour une

---

[1] Dans mes premières expériences, l'ouverture β avait quelques millimètres de large. Dans ces conditions, lorsqu'on inverse le courant dans la bobine, de manière que EFGH devienne cathode, le cylindre de Faraday se charge fortement d'électricité *positive*. J'avais cru d'abord pouvoir attribuer le phénomène à l'attraction, par la cathode, d'ions positifs correspondant aux ions négatifs qui, repoussés par elle, forment les rayons cathodiques (*Comptes rendus*, t. CXXI, p. 1130; 1895). Cette interprétation est probablement incorrecte; en effet, le phénomène disparaît à peu près quand l'ouverture β est remplacée par des trous de petit diamètre, même quand la surface totale de ces trous est comparable à la surface de l'ouverture primitive. Il y avait donc simplement insuffisance de protection.

Étant données les dimensions de l'appareil, cette insuffisance implique l'existence d'une forte chute de potentiel au voisinage de la cathode, probable au reste pour beaucoup d'autres raisons.

seule interruption du circuit primaire de la bobine, les rayons cathodiques introduisaient facilement dans le cylindre 3000 unités électrostatiques G.G.S., soit 10^{-6} coulombs. Dans les mêmes conditions, la quantité d'électricité totale qui traversait le tube, mesurée par un galvanomètre balistique, était environ 200 fois plus forte.

Comme une partie seulement des rayons entrait alors dans le cylindre, on n'a là qu'une limite inférieure du rapport qui peut exister entre la quantité d'électricité que les rayons transportent et celle qui traverse le tube. On aurait facilement une mesure correcte en employant une cathode concave, de manière à rassembler sur l'entrée du cylindre la totalité des rayons.

3. Les expériences qui précèdent peuvent s'interpréter de deux manières.

Ou bien les rayons cathodiques emportent nécessairement avec eux de l'électricité négative, comme le suppose la théorie de l'émission.

Ou bien ce sont des égaliseurs de potentiel, qui, lorsqu'ils réunissent au cylindre ABCD la cathode N dont le potentiel est plus faible, amènent un écoulement d'électricité négative de N vers ABCD, sans que le signe de cette électricité soit plus lié à leur nature que le sens du courant, dans un conducteur, n'est lié à la nature de ce conducteur.

Cette dernière hypothèse doit être rejetée.

En effet, en fermant complètement l'ouverture β par une de ces feuilles minces que Lenard employait, j'ai constaté que le phénomène est affaibli, mais non supprimé [1]. J'ai pu ainsi, pour chaque interruption du primaire de la bobine, faire pénétrer 100 unités électrostatique C.G.S. à l'intérieur d'une enceinte conductrice

---

[1] Naturellement, pour des feuilles très épaisses, toute action disparaît.

absolument close et au travers d'une feuille exempte de trous, vérifiée au microscope avant et après l'expérience.

Le transport de charges négatives est donc inséparable des rayons cathodiques.

III.

CONSÉQUENCES EXPÉRIMENTALES.

1. Puisque les rayons cathodiques sont chargés, s'ils pénètrent dans un champ électrique, ils en subiront l'influence; par exemple, ils seront attirés par un corps chargé positivement, repoussés par un corps chargé négativement.

Crookes avait déjà cru observer des actions de ce genre; on a vu que ses expériences sur la répulsion de rayons cathodiques parallèles ne sont pas démonstratives, et rien n'indique au reste *a priori* que cette répulsion doive être appréciable.

Au contraire, si du moins l'énergie des rayons cathodiques est due à la répulsion par la cathode, il paraît évident qu'on modifiera à volonté la trajectoire et l'énergie de ces rayons en créant sur leur parcours une chute de potentiel comparable à celle qu'ils ont subie au voisinage de la cathode. De même, le mouvement d'un mobile abandonné à la seule action de la pesanteur est profondément altéré quand ce mobile monte ou descend une côte de hauteur comparable à celle dont il est déjà tombé.

Ces prévisions se vérifient complètement. J'ai fait d'abord, à ce sujet, deux expériences qualitatives [1].

---

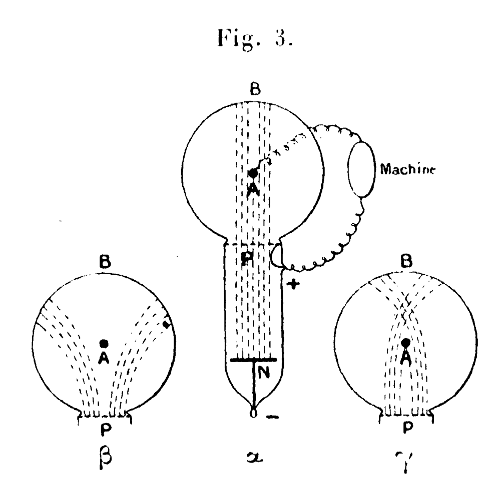
[1] Goldstein a déjà signalé la répulsion subie par des rayons cathodiques au voisinage d'une électrode liée au pôle négatif de la bobine, mais, je crois, sans interpréter le phénomène.

Plus récemment, Majorana (*Lincei;* 1897) a signalé la répulsion par une cathode, et l'attraction par une anode, avec un tube très semblable au mien, et en interprétant correctement le phénomène. La

Les rayons issus d'une cathode N traversent une toile métallique P qui sert d'anode, passent auprès d'un fil A, perpendiculaire au plan de figure, et se terminent sur le fond de l'ampoule B, où ils dessinent l'ombre de la toile métallique.

Le fil A forme un des pôles d'une machine électrique M dont la toile P est l'autre pôle. On peut donc établir entre

Fig. 3.



A et P une différence de potentiel *fixe* dont le sens et la grandeur sont arbitraires.

---

cathode et l'anode auxiliaires étaient liées aux deux pôles de la bobine.

Enfin, M. Deslandres (*Comptes rendus*, 1897) a aussi étudié quelques cas analogues, mais en paraissant croire que ce sont les faisceaux cathodiques qui agissent l'un sur l'autre d'une manière appréciable, ce qui est certainement inexact. Plus récemment encore, dans une belle expérience, M. Deslandres a prouvé qu'il existe plusieurs sortes de rayons cathodiques, inégalement repoussés par une même cathode.

J'ai toutefois décrit mes expériences, d'abord parce que, conséquence directe de l'électrisation des rayons, que j'ai seul démontré, elles étaient antérieures à ces dernières publications, et aussi parce que je préfère la méthode *statique* à laquelle j'ai eu recours, avec laquelle on est maître, à volonté, de l'attraction ou de la répulsion; qui, seule, permet la mesure de la différence de potentiel introduite; dans laquelle enfin l'électrode auxiliaire ne débite pas d'électricité (ce qui élimine des phénomènes parasites).

Quand cette différence de potentiel est nulle, les rayons ne sont pas déviés; c'est le cas figuré en α.

Lorsque, la machine ayant en A son pôle négatif, on la met lentement en rotation, on voit lentement s'écarter, comme deux mâchoires, les rayons qui passent de part et d'autre de A : c'est le cas figuré en β. Ces mâchoires se referment brusquement dès qu'on décharge la machine.

Si, au contraire, on charge positivement le fil A, les deux faisceaux que sépare ce fil s'entrecroisent comme il est figuré en γ, reprenant encore brusquement leur direction rectiligne dès qu'on décharge la machine.

Ainsi les rayons cathodiques ne restent rectilignes que dans les régions où le champ électrique est faible, et, incidemment, le fait que dans les tubes à vide ils sont en général à peu près rectilignes suffit à prouver qu'après une forte chute de potentiel à la cathode ils entrent dans une sorte de plaine où le potentiel varie peu.

La différence de potentiel AP, facilement mesurable, doit être de quelques milliers de volts pour que les déviations soient nettes.

Le gaz enfermé dans l'ampoule BAP reste d'ailleurs obscur et n'est le siège d'aucune décharge, tant que la différence de potentiel AP reste trop faible pour vaincre la résistance du gaz. Quand cette différence grandit trop, la machine se décharge brusquement dans le tube même.

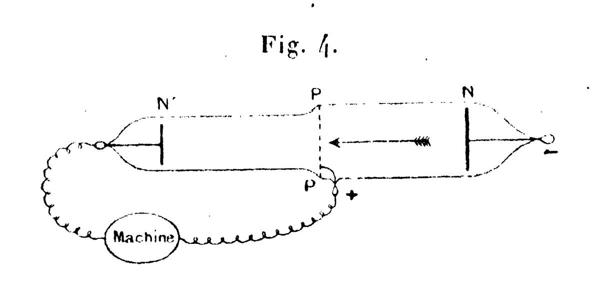
2. *Mesure de la chute de potentiel à la cathode.* — Une expérience analogue m'a donné une mesure approchée de la chute de potentiel à laquelle les rayons cathodiques doivent leur énergie.

Les rayons issus de la cathode N traversent l'anode P formée par une toile métallique liée au pôle positif d'une machine électrique M. Puis ils se dirigent vers l'électrode auxiliaire N′, couverte d'une poudre fluorescente, et reliée au pôle négatif de la machine. L'adjonction d'une capacité considérable assure la fixité de la différence de po-

tentiel PN′, au moment où jaillit la décharge de la bobine; enfin, la mesure de cette différence est faite au moyen d'un électromètre absolu : j'ai employé celui de MM. Abraham et Lemoine.

Quand cette différence est nulle, une vive fluorescence est excitée en N′ par les rayons issus de N. Mais, aussitôt que l'on met la machine en marche, on voit cette fluo-

Fig. 4.



rescence pâlir graduellement et s'éteindre enfin pour une différence de potentiel facilement mesurable, au dixième près. Elle reparaît brusquement dès qu'on décharge la machine.

L'explication est immédiate : le champ électrique excité entre N′ et P s'oppose au mouvement des rayons cathodiques, et, quand il devient assez fort, ces rayons arrivent en N′ avec une vitesse nulle. La chute de potentiel PN′ est alors inférieure ou égale à la chute de sens contraire d'abord subie par les rayons. De même, un mobile soumis à la seule action de la pesanteur peut remonter d'une hauteur au plus égale à sa hauteur de chute.

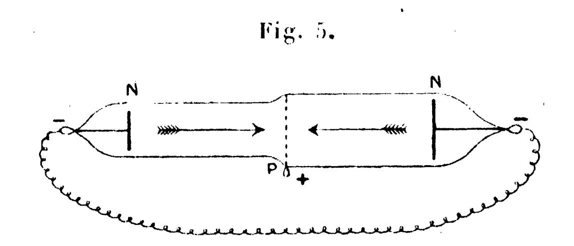
Le champ qu'il faut créer entre N′ et P pour amener l'extinction totale en N′ varie d'ailleurs beaucoup avec diverses causes, en particulier avec la raréfaction. J'ai observé facilement cette extinction pour une différence de potentiel égale à 30 000 volts. Au même instant, la différence de potentiel que la bobine doit établir entre N et P, pour que la décharge de cette bobine puisse traverser le tube, différence mesurée grossièrement par la longueur

d'une étincelle placée en dérivation sur le tube, était inférieure à 50000 volts.

Certains des rayons cathodiques produits subissaient donc alors une chute de potentiel supérieure à 30000 volts et inférieure à 50000. D'autre part, il est possible qu'ils aient encore une vitesse appréciable alors qu'ils ne peuvent exciter la fluorescence. Bref, je pense qu'il est facile d'obtenir des rayons cathodiques empruntant leur énergie à une chute de 40000 volts, ou mieux, capables de fournir, en s'arrêtant, 40000 joules par coulomb entraîné (¹).

3. Une expérience qualitative fort simple résulte du fait que les rayons ne peuvent remonter une chute de potentiel égale à celle dont ils sont tombés. Je me servais encore du tube précédent (*fig.* 4); je reliais d'abord N′ à P et alors les rayons issus de N illuminaient vivement N′. Je reliais alors N′ non plus à P, mais à N (*fig.* 5); aussi-

Fig. 5.



tôt se produisait un changement subit et très frappant. Les parois du verre restaient fluorescentes jusqu'au niveau de N′; mais les rayons n'avaient plus l'énergie suffisante pour atteindre cette électrode elle-même, dont la surface devenait absolument obscure.

Cette expérience indique de plus que le potentiel du

(¹) On pourrait former par la plaque N′, percée de trous d'épingle, l'ouverture β de la *fig.* 2. La mesure des quantités d'électricité introduites alors dans le cylindre de Faraday, pendant que le potentiel de N′ s'abaisserait, permettrait l'étude précise du phénomène.

système NN′ varie très peu pendant le temps qu'il faut à l'une des charges qui forment les rayons pour aller de N en N′; sans cela ces charges arriveraient sur N′ sans avoir perdu toute leur vitesse et l'extinction n'y serait pas complète. Ce temps est donc probablement très court par rapport à la durée d'émission des rayons. En d'autres termes, les charges émises par N à chaque interruption du primaire de la bobine se distribueraient suivant un cylindre très long par rapport à la distance NN′, si elles ne rencontraient pas d'obstacle. La densité électrique sur un cylindre aussi long peut être très faible, et l'on s'explique ainsi la faible répulsion de rayons parallèles.

IV.

CONSÉQUENCES THÉORIQUES.

1. Je crois utile de faire observer, avant d'introduire aucune hypothèse, que, l'électrisation des rayons cathodiques une fois établie, on trouve dans leurs déviations par les champs magnétiques une excellente preuve de l'équivalence entre les courants par conduction et les courants par convection. Röntgen, puis Rowland, ont démontré qu'une charge électrique en mouvement crée un champ magnétique; ici on vérifie qu'une charge en mouvement est sensible à un champ magnétique.

2. Cette électrisation paraît difficilement conciliable avec la théorie des ondulations.

Déjà, cette théorie s'adaptait mal à l'existence des actions magnétiques; toutefois, on pouvait admettre que les rayons se propagent de façon différente dans l'éther aimanté et dans l'éther non aimanté; même on avait pu comparer le phénomène à la polarisation rotatoire magnétique.

Mais on ne conçoit guère, au moins dans l'état actuel de nos connaissances, que des vibrations puissent trans-

porter de l'électricité. Cette fois, la difficulté semble grave, et la théorie fort compromise.

3. La théorie de l'émission, qui m'a guidé dans mes recherches, concorde au contraire très bien avec l'électrisation des rayons. Toutefois, elle n'en est pas la conséquence nécessaire, et il n'est pas absolument certain qu'un transport d'électricité soit toujours accompagné d'un transport de matière.

Cela est probable pourtant, et si la théorie de l'émission peut réfuter les objections qu'elle a soulevées par ailleurs, elle devra être considérée comme actuellement bonne.

D'abord, il est indifférent que les rayons soient ou non normaux à la cathode. D'une façon générale, toute singularité dans leur forme paraîtra explicable si l'on se rappelle que les projectiles cathodiques, chargés d'électricité, subissent l'action du champ électrique où ils se meuvent. De même, le mouvement d'un mobile pesant sur un sol accidenté s'explique dès que l'on connaît en chaque point de la trajectoire la pente du terrain et la vitesse du mobile.

Quant aux objections de Lenard, elles paraîtront fort amoindries, si l'on réfléchit que les projectiles cathodiques peuvent fort bien passer au travers des feuilles minces qu'il employait. Le fait que de pareilles feuilles tiennent la pression ne prouve rien contre cette hypothèse, car ces projectiles peuvent différer extrêmement des molécules du gaz. En particulier, ils ont une vitesse environ mille fois supérieure à celle que la théorie cinétique des gaz assigne à ces molécules; donc ils ont, par unité de masse, une énergie un million de fois supérieure, et l'on conçoit qu'ils puissent aisément traverser une paroi imperméable au gaz.

Une fois sortis de la fenêtre qui fermait le tube de Lenard, ces projectiles devaient au reste cheminer d'autant plus aisément qu'ils rencontraient moins de matière, et l'on conçoit que Lenard ait eu des rayons très

purs aux très basses pressions : le fait, en parfait accord avec la théorie de l'émission, ne rappelle pas, comme le croyait Lenard, ceux qui fixent la nature du son ou de la lumière.

Si, au contraire, on accroît la pression du gaz où se meuvent alors les rayons, supposés matériels, on ne sera pas surpris de les voir se diffuser et s'affaiblir, également gênés par des obstacles de masse égale.

En revanche, il semble que, lorsque la pression croît ainsi, les rayons doivent se ralentir, donc être plus facilement déviables par l'aimant ([1]). Or on a vu que cette déviation reste fixe, au moins jusqu'à la limite où la diffusion, devenue trop grande, empêche les mesures; par exemple, dans l'hydrogène, elle reste la même quand la pression varie de $0^{cm},001$ à 40^{cm}. Il y a là une réelle difficulté, qui fera préciser sur quelque point l'image encore grossière qui assimile les rayons cathodiques à des boulets électrisés. Par exemple, on n'a rien supposé quant aux rencontres des projectiles cathodiques avec les molécules. Peut-être on admettra que, lors d'une telle rencontre, une molécule se comporte comme un obstacle extrêmement rigide, absorbant peu d'énergie. Un projectile pourrait alors être notablement dévié sans être beaucoup ralenti. En d'autres termes, avant que la vitesse des rayons fût très amoindrie, leur diffusion viendrait empêcher les mesures.

4. Enfin, on fait une hypothèse nouvelle, si l'on admet que les projectiles cathodiques sont des ions formés après rupture de certaines molécules dans les régions où le champ électrique est le plus grand ; ces ions entraîneraient, comme dans l'électrolyse, 100000 coulombs par valence-gramme.

([1]) Le rayon de courbure serait proportionnel à la vitesse (J.-J. Thomson, *Recent Researches in Electricity*, p. 137).

Soient M la charge électrique entraînée par un projectile, et V la chute de potentiel à laquelle il emprunte son énergie; soient m sa masse, et v sa vitesse. Comme l'a fait remarquer J.-J. Thomson, l'équation

$$MV = \frac{1}{2} mv^2$$

exprime que l'énergie se conserve, au frottement près.

Si les projectiles cathodiques sont des ions, le rapport $\frac{M}{m}$ est fixé [1]. Mais, quel que soit $\frac{M}{m}$, cette même équation montre que la vitesse varie comme la racine carrée de V. Aussi je crois que cette vitesse dépend beaucoup des conditions de l'expérience. Inférieure à 200^{km} par seconde pour certains rayons, elle atteint peut-être plusieurs milliers de kilomètres pour d'autres.

Animés de ces formidables vitesses, les projectiles cathodiques frappent les parois du tube avec une violence extrême; aux points frappés se développent de la chaleur et de vives fluorescences. Nous allons retrouver, sous forme de rayons de Röntgen, une autre part de l'énergie perdue.

---

(1) La vérification expérimentale me semble possible; J.-J. Thomson a montré qu'on peut mesurer v; il me semble que, dans les mêmes conditions, on pourrait mesurer V par la méthode que j'ai donnée. Le rapport $\frac{M}{m}$ serait alors connu, et, si le résultat concordait avec l'hypothèse, on aurait établi du même coup la matérialité des rayons et la généralité des lois de Faraday sur l'électrolyse.

DEUXIÈME PARTIE.

RAYONS DE RÖNTGEN.

I.

CARACTÈRES GÉNÉRAUX.

1. Imaginons une enceinte métallique absolument close, en papier d'étain ou en tôle mince d'aluminium et, dans son intérieur, un tube à rayons cathodiques en activité. La paroi d'une telle enceinte est impénétrable à toute lumière connue, comme à toute influence électrostatique.

Pourtant, si l'on approche de l'enceinte un écran recouvert de platinocyanure de baryum, on voit l'écran s'illuminer. Beaucoup d'autres substances fluorescentes s'illuminent de même. Dans les mêmes conditions, une plaque photographique, enveloppée ou non de papier noir, est impressionnée.

Si l'on place un objet quelconque entre l'enceinte et l'écran fluorescent, on voit apparaître une ombre de l'objet sur l'écran, plus ou moins accusée suivant la nature de l'objet. La même ombre apparaît, après développement, sur une plaque photographique substituée à l'écran. Le tube à vide, l'objet et l'ombre se trouvent en ligne droite : le tube émet donc des rayons; ce sont les *rayons de Röntgen*.

Si l'on place un deuxième objet, de forme et de nature quelconques, sur le trajet des rayons qui donnent la silhouette du premier, on voit que cette silhouette est assombrie, mais jamais déplacée ni déformée. Ceci prouve, au moins en première approximation, que ces rayons ne se réfractent pas.

D'autre part, en pulvérisant un corps, on n'altère pas sa transparence aux rayons de Röntgen. Ceux-ci ne peuvent donc se réfléchir que d'une manière insensible : on se souvient, en effet, qu'un bloc de verre qui laisse passer la lumière ordinaire l'arrête quand il est pulvérisé.

Si enfin on ajoute qu'un corps électrisé, placé au voisinage de l'enceinte qui contient le tube, se décharge rapidement, on aura indiqué les caractères qui se sont prêtés à une découverte qualitative immédiate. Nous allons voir comment ces caractères se sont précisés et étendus.

2. La définition expérimentale qui précède montre que les métaux n'ont pas, pour les rayons de Röntgen, l'opacité presque absolue qu'ils ont pour la lumière. D'autre part, on ne connaît pas de corps aussi transparents pour ces rayons que l'eau ou le quartz le sont pour la lumière. A défaut des mesures précises qui donneront la liste des coefficients d'absorption, voici quelques indications :

Les métaux lourds, platine, or, mercure, plomb, sont pratiquement opaques pour une épaisseur de l'ordre du dixième de millimètre; le cuivre, le fer, le zinc sont déjà moins opaques; l'aluminium, les verres à base de potasse ou de chaux se laissent traverser sous une épaisseur de plusieurs millimètres; les os, plus transparents, le sont notablement moins que les chairs; le bois, la paraffine, l'eau, le sont encore sous une épaisseur supérieure au décimètre. Les gaz, enfin, qui, dans les conditions ordinaires de température et de pression, sont les corps les plus transparents, arrêtent eux-mêmes les rayons après quelques mètres de parcours (¹).

(¹) Suivant M. Benoist (*Comptes rendus*, t. CXXIV, p. 146) l'absorption serait, pour les gaz, proportionnelle à la densité du gaz. Cette loi est en contradiction avec des observations plus récentes de Rutherford, qui a étudié un plus grand nombre de gaz (*Philosophical Magazine*, 1897, p. 254); en particulier, l'acide chlorhydrique, plus léger que l'anhydride carbonique, serait beaucoup plus absorbant.

3. On voit que les corps les plus denses paraissent, en général, les plus absorbants. C'est déjà ce qu'on a constaté pour les rayons cathodiques. Toutefois, la confusion entre les deux rayonnements est impossible. Les rayons cathodiques ne peuvent, en effet, traverser d'obstacles solides pris sous une épaisseur notablement supérieure au centième de millimètre.

De plus, ils se diffusent très fortement en traversant les milieux matériels, tandis que les rayons de Röntgen ne se diffusent jamais. Ils sont très fortement déviables par l'aimant, et les rayons de Röntgen ne le sont pas. Ils sont enfin chargés d'électricité négative, et j'ai constaté que les rayons de Röntgen, introduits dans un cylindre de Faraday *convenablement protégé*, ne lui communiquent aucune charge. Il m'a suffi, pour cela, d'employer précisément le dispositif qui m'avait fait reconnaître l'électrisation des rayons cathodiques. Seulement, pour avoir plus de précision, j'employais un électromètre à quadrants.

4. Ainsi les deux rayonnements sont d'espèce différente; mais il existe entre eux une relation capitale qu'on découvre aussitôt que l'on cherche à fixer avec précision la région d'origine des rayons de Röntgen.

Il suffit, pour cela, d'utiliser le procédé par lequel, au moyen de la *chambre noire*, on obtient l'image d'objets lumineux sans avoir besoin de lentilles ou de miroirs. C'est ainsi qu'on obtiendra l'image des parties actives du tube à vide en plaçant une plaque sensible à quelques centimètres en arrière d'une plaque de laiton percée d'un petit trou, et située elle-même à quelques centimètres du tube.

On vérifie ainsi que les parties actives de la paroi sont uniquement celles que frappent les rayons cathodiques. Plus généralement, disposant à l'intérieur du tube et sur le trajet des rayons cathodiques un obstacle matériel quelconque, j'ai vu apparaître l'image de cet obstacle sur la

plaque sensible qui forme le fond de la chambre noire. Il n'y a, au reste, aucune relation simple entre la fluorescence visible parfois développée sur l'obstacle et l'intensité des rayons de Röntgen émis.

Bref, *aux points où une matière quelconque arrête les rayons cathodiques, il se forme des rayons de Röntgen* (1). Il ne paraît point s'en former ailleurs; en particulier, la cathode n'en émet pas.

Ajoutons que la région d'émission ne se comporte pas comme une lame incandescente, qui envoie plus de lumière dans la direction normale que dans une direction oblique, mais plutôt comme la flamme d'un bec papillon, qui rayonne à peu près également dans toutes les directions.

Au point de vue pratique, ces propriétés ont permis d'améliorer le rendement des tubes. On obtient maintenant d'excellentes sources ponctuelles, en plaçant une *anticathode* infusible au point de concours des rayons cathodiques émanés d'une cathode concave : ce sont les tubes *focus*.

5. *Propagation rectiligne.* — Les efforts successivement tentés pour obtenir, avec les rayons de Röntgen, des phénomènes de réflexion, de réfraction ou de diffraction n'ont servi qu'à prouver d'une façon de plus en plus rigoureuse leur propagation rectiligne, que nul moyen n'a pu troubler.

La réflexion régulière n'a jamais été constatée. Même une réflexion diffuse est actuellement improbable : on avait, à la vérité, cru d'abord que, pour certaines sub-

(1) Il est certain que, dès le début, Röntgen connut ce résultat. Toutefois, au moment où je fis les expériences résumées dans ce paragraphe (*Comptes rendus*, p. 716; mars 1896), les idées n'étaient pas fixées. Quelques physiciens croyaient à la nécessité d'une fluorescence verte, d'autres voyaient dans l'anode la source de rayons, d'autres enfin admettaient l'existence de foyers immatériels situés à quelque distance des parois.

stances, chaque point atteint par les rayons devenait, à son tour, source de rayons de même nature et, par exemple, on constatait qu'une lame de zinc ou de spath fluor, placée derrière une plaque sensible, renforce l'action photogénique provoquée sur cette plaque. En réalité, il semble qu'on avait simplement affaire à une fluorescence invisible produite sur le zinc ou le spath fluor. C'est ainsi que, précisément pour le spath fluor, Winkelman et Straubel ont prouvé que la réflexion apparente est due à des rayons ultra-violets, de longueur d'onde mesurable ($0^{\mu},22$).

En ce qui concerne la réfraction, les procédés employés reviennent tous à recevoir, sur un prisme d'arête verticale, la moitié inférieure d'un faisceau plan vertical. Au delà se trouve une plaque sensible où se dessinent la trace des rayons qui n'ont pas traversé le prisme, et la trace de ceux qui l'ont traversé. Les deux silhouettes se prolongent exactement, donc il n'y a pas de réfraction. L'un des premiers, j'ai employé cette méthode ([1]); les résultats actuellement les plus précis, dus à M. Gouy, montrent que, par exemple, pour l'aluminium, le verre, ou le soufre, l'écart entre l'indice de réfraction et l'unité ne peut atteindre un millionième.

Pour la diffraction, les meilleures expériences sont également dues à M. Gouy. En assignant une limite supérieure à l'épanouissement d'un faisceau de rayons qui traverse une fente étroite, il prouva que si ces rayons sont de nature périodique, leur longueur d'onde est considérablement inférieure à la centième partie de la longueur d'onde du vert, soit à $0^{\mu},005$ ([2]).

([1]) *Comptes rendus*, 27 janvier 1896, p. 186.

([2]) Dans une première expérience (*Comptes rendus*, 27 janvier), j'avais montré que cette longueur d'onde est inférieure à celle du vert. Un peu plus tard (*Comptes rendus*, 30 mars), M. Sagnac montrait qu'elle est au moins dix fois plus courte. La grande précision obtenue

Enfin les essais de polarisation n'ont donné, eux aussi, que des résultats négatifs.

6. *Essais de théorie.* — Les faits dont l'exposé précède n'ont pu encore être reliés par une hypothèse simple, qui les rattache logiquement à quelque phénomène déjà étudié; en ce sens, la nature des rayons de Röntgen est inconnue.

L'hypothèse d'une émission, assez peu en faveur, n'est cependant pas plus inacceptable qu'elle ne l'était pour la lumière avant que l'on connût la diffraction, et peut-être la défiance qu'elle excite est-elle due précisément à son insuccès en Optique.

Une autre hypothèse consiste à voir dans les rayons de Röntgen des ondes électromagnétiques isolées, sorte d'impulsions brusques imprimées à l'éther au moment de l'arrêt des rayons cathodiques. En ce cas, je ne comprends pas comment un rayon ne s'épanouit pas en sortant d'une fente étroite.

Enfin on suppose souvent que les nouveaux rayons sont des vibrations périodiques, de courte longueur d'onde. La propagation rectiligne s'explique alors par le principe d'Huygens-Fresnel; si, de plus, on admet que la vitesse des rayons est la même dans tous les milieux, l'application du même principe explique simultanément l'absence de réfraction et l'absence de réflexion.

L'expérience ne donne, au reste, aucune indication qui puisse faire supposer que ces vibrations soient transversales plutôt que longitudinales. Pourtant, comme on sait déjà que l'éther peut transmettre des ondes transversales, et comme on n'est pas sûr qu'il en puisse transmettre d'autres, on fait plus volontiers la première hypothèse. Les rayons

---

par M. Gouy (*Comptes rendus*, 26 mai et 6 juillet) tient, d'abord à l'emploi du focus, mais surtout à l'ingénieuse idée d'employer comme source linéaire intense l'anticathode, vue sous l'incidence rasante.

de Röntgen seraient alors une lumière ultra-violette. Le fait qu'on n'a pu les polariser n'a rien qui doive surprendre puisqu'on ne sait polariser la lumière ordinaire que par réflexion, réfraction ou diffraction.

Enfin, je ne crois pas qu'on ait formulé d'hypothèses quant au mécanisme de production des rayons de Röntgen. Peut-être pourrait-on admettre qu'au moment où les projectiles cathodiques choquent la paroi du tube à vide, ils se mettent à vibrer en même temps que les molécules de cette paroi. Ces dernières donnent alors des fluorescences visibles ou invisibles, et les projectiles, qui sont peut-être incomparablement plus petits que les molécules, donneraient en vibrant des rayons de Röntgen.

En somme, on est encore en pleine incertitude. Mais, d'autre part, et malgré cette incertitude, l'importance des rayons de Röntgen s'est encore accrue, par la connaissance d'un groupe de propriétés nouvelles, qui mérite une analyse détaillée.

II.

DÉCHARGE PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN.

L'action des rayons de Röntgen sur les corps électrisés, connue, mais non publiée tout d'abord par Röntgen, fut découverte de nouveau et d'une manière indépendante par Benoist et Hurmuzescu en France, J.-J. Thomson en Angleterre, Righi en Italie, et par d'autres encore.

Ces physiciens montrèrent tout de suite que, différents de la lumière ultra-violette, qui décharge seulement les corps chargés négativement, les rayons de Röntgen agissent de la même manière sur l'électricité positive et sur l'électricité négative, provoquant, au moins en première approximation, la décharge complète des corps soumis à leur influence. De plus, ils trouvèrent que, dans un même gaz, la vitesse de décharge décroît lorsque la pression décroît.

MM. Benoist et Hurmuzescu reconnurent, en outre, que la nature du corps frappé par les rayons intervient dans la vitesse de décharge, qui, par exemple, est plus rapide pour le platine que pour l'aluminium; mais, se séparant sur ce point des autres physiciens, ils cherchèrent l'explication de la décharge dans l'expulsion, par la paroi que frappent les rayons, de molécules gazeuses électrisées.

J.-J. Thomson aperçut mieux le rôle du diélectrique où se trouve le corps déchargé; il annonça que tout gaz traversé par les rayons de Röntgen devient conducteur à la façon d'un électrolyte; même il crut avoir prouvé que tous les milieux isolants, solides ou liquides, peuvent aussi devenir conducteurs. Enfin, pensant que ces propriétés conductrices devaient subsister un certain temps après l'extinction des rayons, il montra qu'on peut décharger un corps en insufflant sur lui de l'air préalablement traversé par ces rayons, alors que, si l'air reste immobile, aucune décharge ne se produit.

Cette expérience fut aussi réalisée par Röntgen. Mais celui-ci, contrairement à J.-J. Thomson, affirma que la décharge ne se produit que dans les gaz. Si, par exemple, un corps est situé dans une enceinte conductrice perméable aux rayons et si l'espace qui le sépare de cette enceinte est *entièrement* empli de paraffine, les rayons de Röntgen, qui cependant traversent la paraffine, ne peuvent égaliser le potentiel du corps et celui de l'enceinte.

Comme Röntgen, Righi, à la suite d'expériences fort nettes, tout en reconnaissant qu'un gaz traversé par les rayons se comporte, à certains égards, comme un électrolyte, restreignit aux seuls gaz cette propriété. Il constata de plus, ainsi que Villari, que la décharge se produit parfois pour des corps que ne peuvent atteindre les rayons, supposés rectilignes. Sans admettre avec Villari que, dans ce cas, les rayons s'incurvent fortement, ce qui serait en

désaccord avec tout ce qu'on en sait, il admit que de tels effets pourraient être expliqués par la convection, et surtout par la diffusion de l'air directement atteint ([1]).

EFFET GAZ.

1. On sait qu'une charge électrique ne peut disparaître sur un conducteur sans qu'une charge égale et de signe contraire disparaisse sur d'autres corps, les deux charges qui terminent un même tube de force devant être détruites en même temps. Il ne peut donc arriver que les rayons de Röntgen déchargent un seul conducteur, et il me sembla qu'on ne pourrait obtenir de lois précises qu'à la condition de considérer simultanément les deux corps déchargés.

2. J'ai toujours pris la précaution d'enfermer dans une caisse en bois, entièrement recouverte de papier d'étain, non seulement le tube focus d'où sortent les rayons, mais aussi les bobines de Ruhmkorff et les accumulateurs nécessaires; de plus, je pouvais manœuvrer la bobine de l'extérieur, sans avoir à soulever le papier d'étain. A ces conditions, la protection électrique est parfaite, et, par exemple, on peut faire jaillir dans la caisse de fortes étincelles sans influencer en rien l'électroscope ou l'électromètre employés.

3. J'ai tout de suite constaté que les rayons de Röntgen peuvent décharger un corps *qu'ils ne touchent pas*. Contre une paroi de la caisse précédente, j'appliquais une épaisse plaque de tôle tout à fait opaque aux rayons. A l'intérieur, et près de cette paroi, se trouvait le focus, à l'extérieur était le corps chargé A lié aux feuilles d'or d'un électroscope, et disposé de manière qu'aucun rayon ne

([1]) Ces derniers résultats, publiés pendant l'exécution de mes expériences, ne me furent connus que longtemps après.

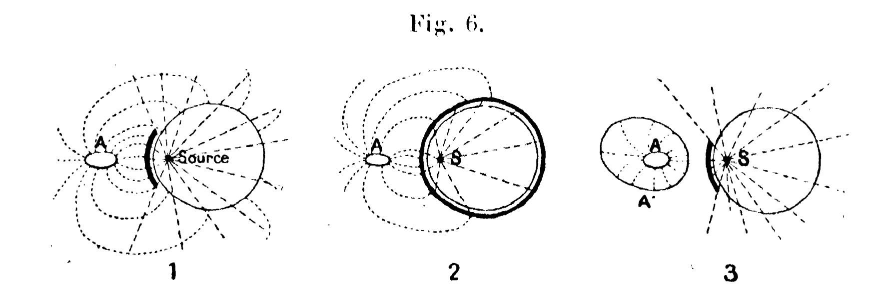
pût l'atteindre, ni atteindre l'électroscope, les rayons les plus rapprochés passant à 40^{cm}.

Pourtant ce conducteur A se déchargeait rapidement; l'action était, au reste, bien due aux rayons qui sortaient par les faces non blindées, car aucune décharge ne se produisait plus quand on recouvrait ces faces par des lames de tôle semblables à la première.

Sans ajouter ces lames de tôle, on pouvait encore empêcher toute décharge en plaçant le conducteur A dans une caisse A′, entourée de papier d'étain et placée tout entière dans l'ombre de la première lame de tôle.

Les trois schémas suivants résument ces trois expériences :

Fig. 6.



Dans le premier cas, quelques rayons rencontrent les charges situées aux extrémités de tubes de force issus de A, qui alors se décharge. Dans le deuxième et dans le troisième cas, les tubes de force issus de A se trouvent sur tout leur parcours à l'abri des rayons, et alors il n'y a plus décharge.

4. J'ai été ainsi amené, pour toutes les expériences qui vont être maintenant décrites, à recouvrir d'épaisses lames de tôle toutes les faces de la caisse enfermant le focus. Sur un point seulement, cette tôle est percée d'un trou circulaire sur lequel s'adapte un tube de laiton. Les rayons sortent par ce tube dans une direction définie et il n'en sort dans aucune autre direction.

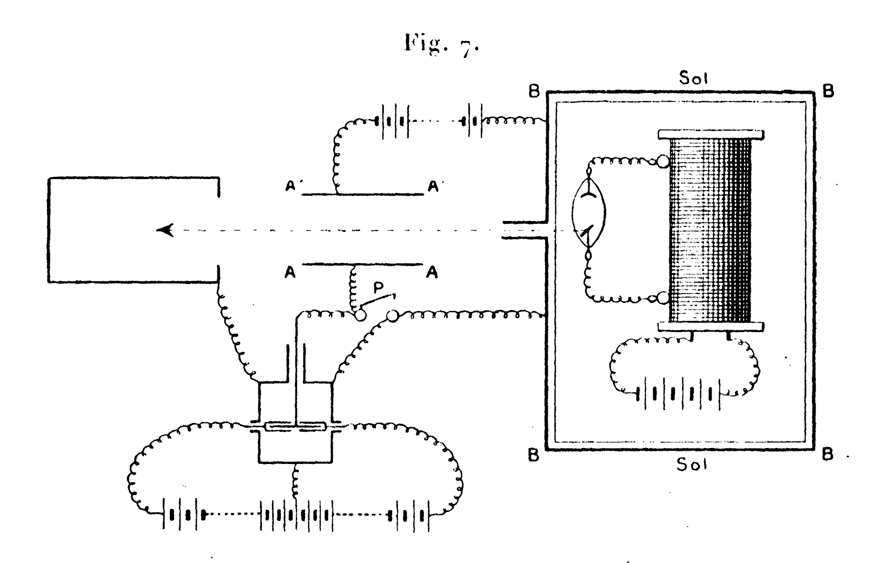
5. Cette disposition m'a permis de reconnaître que,

pour décharger un corps A, les rayons n'ont même pas besoin de rencontrer les charges qui terminent, sur un autre corps A′, certains des tubes de force issus de A, comme cela arrivait dans les expériences du paragraphe 3. Il suffit qu'ils rencontrent, en un point quelconque, certains de ces tubes de force.

Je m'en suis assuré en faisant passer un pinceau de rayons entre deux plaques métalliques A, A′, formant condensateur, dont l'une A était liée à l'aiguille d'un électromètre à quadrants.

La cage de l'électromètre était liée au sol, à la caisse B, et au point milieu d'une pile de charge, les deux paires de quadrants étaient liées aux deux pôles de cette pile; enfin, une communication temporaire P unissait la cage et l'aiguille. La plaque A liée à cette aiguille se chargeait

Fig. 7.



sous l'influence de A′ et, quand on coupait cette communication, partait, ainsi que l'aiguille, d'un potentiel égal à celui de la cage ([1]).

([1]) Cette disposition, que j'ai trouvée la plus avantageuse, a été employée dans toutes mes mesures électrométriques.

Les rayons n'effleuraient absolument pas les plaques A, A'. Au sortir du condensateur, ils se terminaient contre le fond d'un cylindre de Faraday lié à la caisse B. Ils cheminaient donc dans une région complètement connue, et sans rencontrer aucune charge électrique, même à leur point de départ et à leur point d'arrivée, tous les deux situés au fond de cylindres protecteurs.

Ils provoquaient pourtant la décharge entre les plaques A, A' et en égalisaient bientôt les potentiels. La distance des plaques A, A' a varié entre 2^{cm} et 10^{cm}, leur différence de potentiel entre 0 et 220 volts.

Pour abréger, j'appellerai *effet gaz* la décharge qui se produit ainsi, dans un gaz, quand les conducteurs chargés ne sont pas rencontrés par les rayons [1].

6. Cet *effet gaz* se produit jusqu'à décharge complète; je l'ai vérifié avec précision comme il suit :

Imaginons que les lames A, A' soient formées par deux métaux différents qui, par contact dans l'air, prennent une différence apparente de potentiel A|A' supposée connue. Réunissons directement A' à la cage de l'électromètre (*fig.* 8). Enfin, supposons qu'un pont métallique permette de réunir ou de séparer A et A'. Après leur séparation, les

(1) Il est naturel de se demander si la lumière ultra-violette produit un effet gaz. Une expérience grossière, faite sur ce point, m'avait donné un résultat négatif. M. Buisson (laboratoire de l'École Normale) a obtenu de même un résultat négatif, mais avec une précision que je crois très grande. Entre deux plaques de zinc parallèles, de 7^{cm} sur 9^{cm}, et distantes de $2^{cm},5$, formant condensateur, passait, sans effleurer ces plaques, un faisceau plan de lumière ultraviolette, ayant 1^{cm} d'épaisseur, et coupant toutes les lignes de force du condensateur. La différence de potentiel, établie entre les plaques, était de 240 volts. L'une de ces plaques était liée à l'aiguille d'un électromètre.

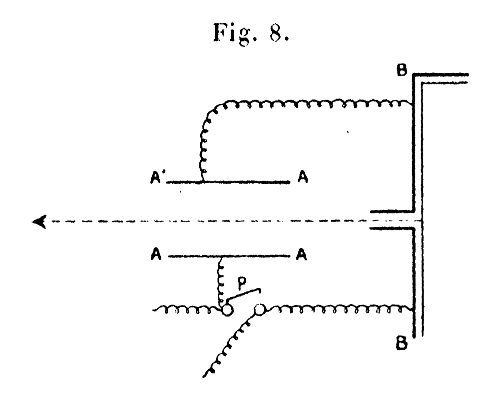
En une minute, l'aiguille ne se déplaçait pas d'une manière appréciable, alors qu'une variation de potentiel de 1 volt aurait donné 215 divisions sur l'échelle graduée de l'appareil.

En éclairage normal, l'échelle entière, de 500 divisions, était parcourue en moins d'une seconde.

faces en regard sont chargées d'électricités contraires, sous l'influence de la différence de potentiel au contact.

Faisant alors passer entre les lames un pinceau de rayons qui ne les rencontrait pas, j'ai constaté que le potentiel de A varie d'une quantité précisément égale à la différence

Fig. 8.



de potentiel A|A', ce qui prouve la décharge complète du condensateur. Ainsi l'effet gaz se produit pour des champs extrêmement faibles qui certainement peuvent être inférieurs à $0^{\text{volt}},01$ par centimètre.

Incidemment, ce fait même donne une méthode nouvelle très sûre et très facile pour mesurer, dans un gaz, une différence apparente de potentiel par contact supposée inconnue. Les potentiels s'égalisent en quelques secondes, et la sensibilité de l'électromètre employé paraît limiter seule la précision des mesures. J'ai vérifié d'ailleurs, ce qui facilite le réglage, qu'on obtient les mêmes nombres quand les lames A, A' sont rencontrées par les rayons, tout au moins au degré de précision de l'électromètre que j'employais, électromètre qui donnait, pour 1 volt, 50^{mm} de déplacement sur une échelle graduée. Voici quelques différences de potentiel mesurées par cette méthode entre de l'iridium pur et différents métaux, soigneusement nettoyés avant chaque expérience :

	volts
Platine	−0,02
Palladium	+0,01
Cuivre	+0,18
Zinc	+1,06
Aluminium	+1,33

La loi des métaux intermédiaires fut d'ailleurs vérifiée avec soin; par exemple, on s'assura que

$$\mathrm{Ir}|\mathrm{Zn} = \mathrm{Ir}|\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}|\mathrm{Zn}$$

à $0^{\text{volt}},015$ près.

Ces mesures donnent $0^{\text{volt}},88$ pour le couple zinc-cuivre et $1^{\text{volt}},08$ pour le couple platine-zinc. Les mesures faites antérieurement par M. Pellat donnent $0^{\text{volt}},86$ pour le premier couple et $1^{\text{volt}},02$ pour le deuxième (¹).

7. *Rôle des tubes de force.* — L'hypothèse de J.-J. Thomson, suivant laquelle tout diélectrique devient conducteur quand il est traversé par les rayons, paraît insuffisante pour expliquer l'effet gaz. Si en effet l'air cessait d'être isolant seulement sur le trajet des rayons, il se produirait une condensation, mais non une décharge complète, quand ces rayons ne touchent pas les corps chargés.

Mais, d'autre part, on a vu que J.-J. Thomson et Röntgen ont montré que de l'air, d'abord traversé par les rayons, décharge les corps sur lesquels il est ensuite insufflé. On peut donc se demander si l'effet gaz n'est pas

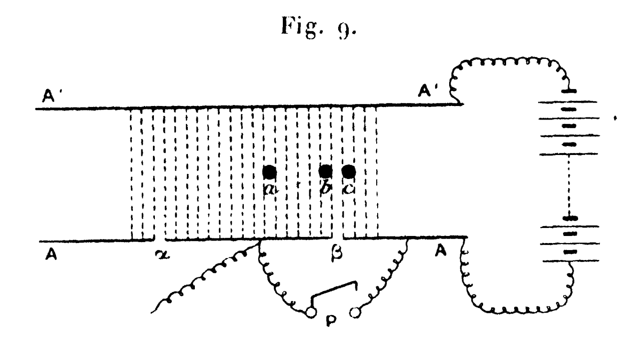
(¹) Quand j'eus publié ces recherches, j'appris que MM. Righi et Murray avaient déjà dit qu'on pourrait appliquer les rayons de Röntgen à la mesure des différences apparentes de potentiel par contact. Je ne sais s'ils ont signalé la facilité des mesures. Mais, ce qui est plus important au point de vue qui m'occupe actuellement, ils avaient affaire, non seulement à l'*effet gaz*, qui alors n'était pas isolé, mais aussi à l'*effet métal*, dont il sera parlé plus loin. Les mesures relatives à l'effet gaz restaient donc nécessaires.

simplement dû à la convection ou à la diffusion d'air situé d'abord sur le trajet des rayons.

J'ai fait une expérience qui montre que cette explication n'est pas valable et qui suggère, en même temps, un énoncé général des conditions auxquelles les rayons de Röntgen doivent être assujettis pour décharger, sans les toucher, des corps placés dans un gaz en repos.

Une plaque rectangulaire $\alpha\beta$, découpée dans l'une des armatures d'un condensateur AA', est liée à l'aiguille d'un électromètre. Au début de l'expérience, elle est aussi liée au reste de l'armature A qui joue ainsi le rôle d'anneau de garde (*fig.* 9). Enfin A et A' sont réunies par une

Fig. 9.



batterie d'accumulateurs qui maintient entre elles une différence de potentiel constante. On coupe alors la communication entre A et $\alpha\beta$ et l'on fait passer les rayons, qui ne touchent aucune des armatures, distantes de 5^{cm}.

La décharge est rapide lorsque les rayons, supposés perpendiculaires au plan de figure, passent en a; elle reste sensiblement la même quand ils passent en b; elle devient pratiquement nulle quand ils passent en c (1).

Or la distance bc est à peu près égale à la largeur du

(1) Dans le même ordre d'idées, j'ai remplacé la plaque $\alpha\beta$ par une toile métallique de même grandeur; en ce cas la décharge, rapide tant que les rayons passent au-dessus de la toile, s'annule aussitôt qu'ils passent au-dessous : la toile n'empêcherait cependant pas toute diffusion.

faisceau de rayons, soit à $0^{\text{cm}},5$. Tout ce qui serait dû à la convection et à la diffusion du gaz ne peut donc sensiblement changer quand le faisceau, au lieu de passer en *b*, passe en *c* [1].

Mais les lignes de force issues de la plaque $\alpha\beta$ *qui, pour la position b, étaient coupées par les rayons, ne le sont plus pour la position c.*

8. J'ai été ainsi conduit à cette notion qu'*un tube de force coupé par des rayons de Röntgen se comporte comme un conducteur,* pourvu qu'il soit situé dans un gaz, alors que le gaz contenu dans un tube de force immédiatement contigu, mais non rencontré, conserve ses propriétés isolantes.

Par suite, un corps électrisé, situé dans un gaz, se décharge si quelques-uns des tubes de force qu'il émet sont rencontrés par les rayons.

J'insiste sur le fait qu'il s'agit ici de gaz *en repos.*

9. Les tubes de force ne jouent ce rôle que dans les gaz, ce qui justifie le nom d'effet gaz.

Cela peut se déduire d'expériences déjà signalées de Righi et Röntgen, expériences qui reviennent, en effet, à noyer, sur tout leur parcours, dans un diélectrique solide ou liquide, la totalité des lignes de force émanées d'un conducteur chargé. En ce qui concerne la paraffine solide, j'ai d'ailleurs retrouvé leurs conclusions.

Mais si un tube de force n'est pas contenu sur toute sa longueur dans un isolant solide ou liquide, les parties situées dans un gaz pourront être séparément rendues conductrices par les rayons, ce qui produira des effets de condensation, simulant une décharge partielle.

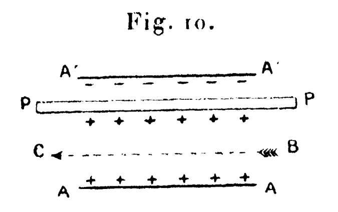
10. *Charges par les rayons de Röntgen.* — D'une

---

[1] On ne peut non plus supposer, comme Villari, que les rayons peuvent contourner les obstacles; cette expérience donnerait au contraire un nouveau moyen de vérifier leur propagation rectiligne.

façon plus précise, les surfaces qui terminent, sur un diélectrique non gazeux, un tronçon de tube de force ainsi rencontré par les rayons se couvriront d'électricités contraires, en quantité précisément suffisante pour annuler le champ à l'intérieur de ce tronçon. C'est ainsi que j'ai pu, sous l'influence des rayons de Röntgen, *charger* des corps isolants, non rencontrés par ces rayons (¹). Entre les armatures A, A′ d'un condensateur plan (*fig.* 10),

Fig. 10.



je plaçais une lame P de paraffine parallèle à ces armatures, puis je faisais passer pendant quelques secondes un pinceau de rayons figuré en BC, qui ne rencontrait ni la paraffine, ni les armatures; enfin, je laissais tomber cette lame de paraffine dans un cylindre de Faraday, qui aussitôt se chargeait fortement. Par exemple, dans le cas de la figure, la charge était positive; recommençant alors l'expérience en changeant le sens du champ électrique entre A et A′, je constatais que la paraffine ainsi chargée positivement se déchargeait, puis se chargeait négativement.

Les mêmes expériences réussissaient quand, à la paraffine, je substituais une lame métallique tenue par un support isolant (²).

Dans le même ordre d'idées, j'ai fait passer un faisceau

(¹) M. Righi a également chargé des corps isolants par des rayons Röntgen, qui *rencontraient* ces corps.

(²) Le cas est un peu différent, en ce sens que, sous l'influence du champ, il se développe sur le métal de l'électricité *libre*, dissipée par l'action des rayons, en sorte qu'il y a ici plutôt décharge que charge.

de rayons suivant l'axe d'un tube creux en soufre (donc de paroi opaque aux rayons) placé entre les armatures d'un condensateur plan. J'ai alors observé un effet de condensation, d'ailleurs faible, mais pas de décharge complète.

11. *Théorie de l'effet gaz.* — Les faits qui précèdent peuvent s'exprimer d'une façon qui, sans contenir aucune hypothèse, forme un langage simple et facile.

On dira que, en tous les points d'un gaz où passent des rayons de Röntgen, il se forme des quantités égales d'électricités positive et négative, ou, d'une manière abrégée, que ces rayons *ionisent* les gaz (1). S'il existe un champ électrique, les charges positives ainsi créées se meuvent dans le sens du champ et les charges négatives en sens inverse. Ces deux systèmes de charges décrivent ainsi les tubes de force où elles étaient d'abord contenues, jusqu'à ce qu'elles atteignent les conducteurs où se terminent ces tubes, conducteurs qui se trouvent alors *déchargés*, ou jusqu'à ce qu'elles soient mécaniquement arrêtées par une surface isolante solide ou liquide, qui se trouve alors *chargée*. L'action sur les corps électrisés se présente ainsi non comme une propriété proprement dite des rayons de Röntgen, mais comme une conséquence nécessaire de l'altération que ces rayons font subir aux gaz qu'ils traversent.

Rien ne prouve que ces rayons n'ionisent pas d'autres corps que les gaz. Mais, ce qui singularise à coup sûr les gaz, *c'est la mobilité, sous l'influence d'un champ, des charges électriques une fois créées*. A cette mobilité sont dues toutes les différences qui séparent les électrolytes ordinaires et les gaz traversés par les rayons.

Je rappelle encore que ce langage ne contient aucune

(1) Le mot d'*ionisation* n'implique aucune hypothèse moléculaire, et doit évoquer seulement l'idée d'une séparation d'électricités contraires, liée à la nature de la matière.

hypothèse. Les charges créées dans les gaz ont une existence réelle, qui se manifeste non seulement aux extrémités des tubes de force où elles se meuvent, mais encore en un point quelconque de leur parcours. C'est ainsi que j'ai pu les arrêter au passage, ainsi qu'on l'a vu dans le paragraphe précédent. C'est ainsi de même que, dans des recherches postérieures, Rutherford a pu, saisissant également ces charges sur leur trajet, les insuffler dans un cylindre de Faraday où elles se manifestent par les phénomènes accoutumés ([1]).

12. L'ionisation persiste quelque temps après le passage des rayons; on se souvient, en effet, qu'on peut décharger un corps en insufflant sur lui de l'air, d'abord traversé par les rayons. Mais, si l'on attend trop longtemps, pratiquement plus d'une seconde, cette propriété disparaît, ce qu'on exprimera en disant que les charges d'abord produites se sont recombinées.

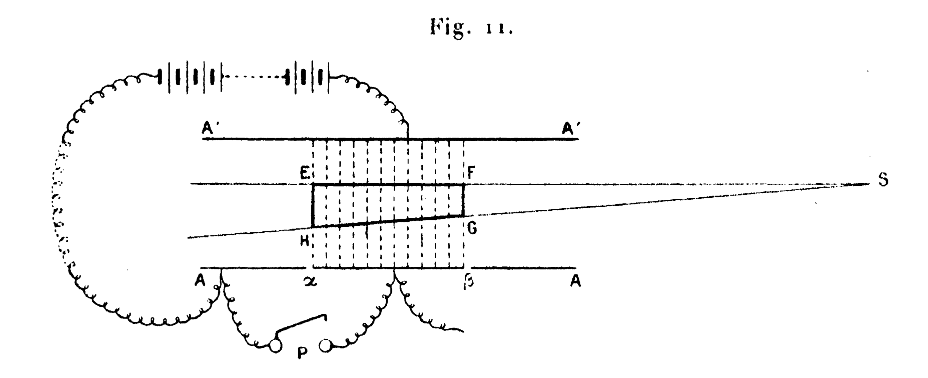
On voit ainsi, du même coup, que l'ionisation peut se produire en l'absence de tout champ électrique. J'ai vérifié, par les deux expériences quantitatives qui suivent, que cette ionisation ne s'accroît pas lorsque le champ existe, et qu'elle reste indépendante à la fois de la grandeur et de la direction du champ.

13. *Mesure de l'ionisation.* — Plaçons-nous, provisoirement, dans cette hypothèse où l'ionisation ne dépend pas du champ, et considérons, dans un gaz, le volume EFGH traversé à la fois par les lignes de force issues de la plaque $\alpha\beta$ liée à l'aiguille d'un électromètre, et par le cône de rayons ESH (*fig.* 11).

([1]) Cette expérience de Rutherford a un autre intérêt : on conçoit, en effet, que, en tenant compte de la vitesse du courant d'air, on puisse évaluer la vitesse des ions, dans un champ donné. Rutherford a ainsi trouvé que les ions positifs et négatifs se mouvaient à peu près avec la même vitesse, de 1^{cm} par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre.

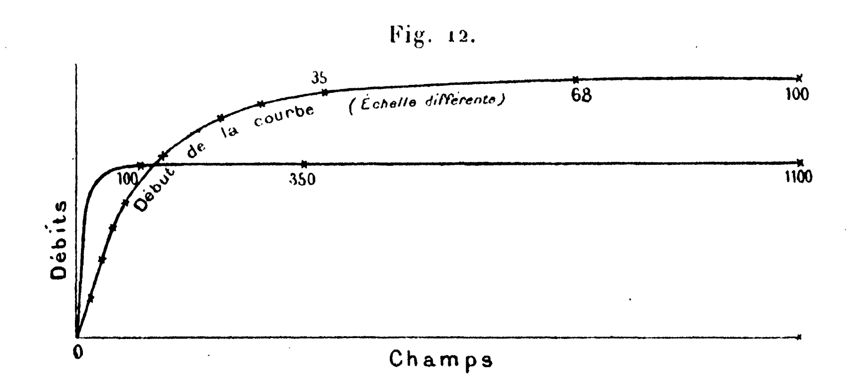
Sous l'influence du champ, les charges électriques formées dans le volume EFGH se dirigent, les unes vers $\alpha\beta$

Fig. 11.



et les autres vers A'. Si le champ est faible, avant que cette filtration soit complète, une partie de ces charges auront pu se recombiner. La quantité d'électricité reçue par seconde sur la plaque $\alpha\beta$ sera alors inférieure à la quantité formée dans le volume EFGH. Mais, si le champ croît beaucoup, toutes les charges, alors animées de vitesses beaucoup plus grandes, pourront échapper, et si de plus, c'est l'hypothèse, l'ionisation n'augmente pas, le débit accusé par l'électromètre prendra une valeur limite.

Fig. 12.

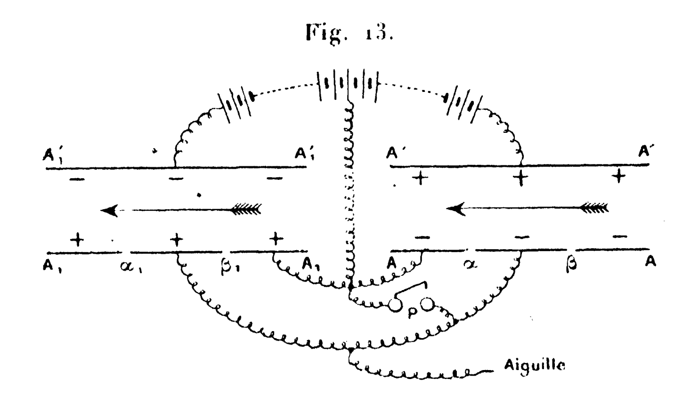


C'est en effet ce que j'ai vérifié : la distance des armatures AA' a varié de 1^{cm} à 10^{cm} et leur différence de potentiel de 2 à 220 volts. Le champ a donc varié dans le rap-

port de 1 à 1100. Portant la valeur du champ en abscisses, et le débit correspondant en ordonnées, j'ai obtenu une courbe (*fig.* 12) qui montre clairement que le débit atteint rapidement une limite fixe ([1]).

J'ai, en particulier, obtenu ce résultat par une *méthode de zéro* qui élimine l'influence des variations de la source de rayons. Sur un même électromètre (*fig.* 13), j'ai opposé

Fig. 13.



deux condensateurs identiques AA', $A_1 A'_1$, traversés par un même cône de rayons, mais où les plaques $\alpha\beta$ et $\alpha_1 \beta_1$, liées toutes deux à l'aiguille, sont chargées d'électricités contraires, en sorte que l'aiguille reste au zéro si le débit total est nul. J'ai ainsi constaté que le débit dans le premier condensateur ne variait pas de $\frac{1}{200}$ lorsque le champ dans ce condensateur passait de la valeur 350 à la valeur 1100 (220 volts par centimètre).

C'est ce débit limite qui mesure la quantité d'électricité ionisée dans le volume EFGH.

14. Supposons maintenant que l'angle des rayons et des lignes de force varie; il est déjà probable que cela ne

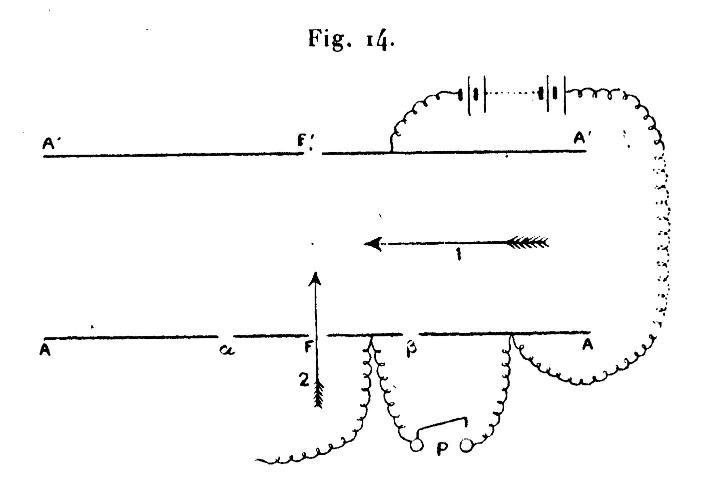
([1]) Depuis la publication de mes recherches (juin 1896), j'ai su que, dès le mois d'avril, M. J.-J. Thomson avait également reconnu que la vitesse de décharge atteint une limite indépendante du potentiel des corps chargés. Comme pour la mesure des forces électromotrices, il avait au reste affaire à une décharge complexe comprenant l'effet métal, et des mesures concernant l'effet gaz seul étaient nécessaires.

changera pas l'ionisation; toutefois, il est bon de le vérifier directement.

Sans m'arrêter au dispositif par lequel j'ai fait passer l'angle des rayons avec le champ électrique de la valeur 90° à la valeur 45°, je décrirai seulement l'expérience qui m'a permis de passer du cas où les rayons sont perpendiculaires au champ à celui où ils lui sont parallèles.

AA' (*fig.* 14) est un condensateur plan à anneau de

Fig. 14.



garde où la plaque αβ est, comme précédemment, liée à l'aiguille d'un électromètre. En F, F', sont deux fentes étroites par lesquelles peut passer, sans effleurer leurs bords, un pinceau de rayons.

Le condensateur peut tourner autour d'un axe central, perpendiculaire au plan de figure, de manière à être traversé par un même rayon dans la direction 1 ou dans la direction 2. Enfin, la longueur de la plaque α β est exactement égale à la distance des armatures, soit à 5^{cm}. De la sorte, dans les deux positions prises par le condensateur, le volume commun aux rayons et aux lignes de force émanées de la plaque α β est le même ([1]).

([1]) Les fentes F, F' ne troublent pas d'une manière appréciable la distribution des lignes de force entre F et F', sauf en leur voisinage

Si donc, dans un même volume, l'effet gaz est indépendant de l'angle des lignes de force et des rayons, on doit observer dans les deux cas le même débit. C'est effectivement ce que j'ai vérifié, du moins lorsque la différence entre les potentiels des armatures est assez grande pour que le débit limite soit atteint, dans chacune des deux positions.

15. *Ionisation en un point.* — On voit dès lors sans difficulté comment, par la considération expérimentale du débit limite, on peut définir et mesurer la quantité d'électricité neutre dissociée dans un volume de forme quelconque, sous l'influence d'une source donnée, pendant un temps donné. Cette quantité mesure l'*ionisation* I à l'intérieur de ce volume.

Soit dI l'ionisation ainsi produite dans un volume dv infiniment petit, contenant un point A ; le quotient $\frac{dI}{dv}$ est l'*ionisation au point* A.

16. *Influence de la pression et de la température.* — Les expériences précédentes ont été faites sous la pression atmosphérique et à la température ordinaire. J'ai étudié, pour l'air, comment varie l'ionisation quand on change ces conditions.

J'ai encore fait passer un pinceau de rayons entre les armatures d'un condensateur plan, toujours sans effleurer ces armatures. Le condensateur était contenu dans une enceinte où la pression pouvait varier. J'ai naturellement, et pour toute pression, établi entre les armatures une différence de potentiel assez grande pour que le débit limite fût atteint. La disposition électrométrique était celle de la *fig.* 7.

J'ai constaté, la température restant fixe, et la pression

---

immédiat. Même cette perturbation locale est sans importance, puisque, au delà d'un certain champ, le débit reste indépendant de la valeur du champ.

variant de 0,1 à 1,5 atmosphère, que *l'ionisation est proportionnelle à la pression* (¹).

Le même appareil m'a servi pour étudier les variations de température, à pression constante. Il suffit pour cela de placer dans une étuve la caisse métallique contenant le condensateur.

Je constatai d'abord, grossièrement, que les variations de température influent peu sur le débit. J'ai alors utilisé la méthode de zéro plus haut décrite : au delà du premier condensateur, et dans une enceinte à température fixe, j'ai placé un deuxième condensateur plan que les rayons traversent après la sortie du premier. Les deux condensateurs s'opposaient sur un même électromètre, la plaque liée à l'aiguille débitant de l'électricité positive pour un des condensateurs, et de l'électricité négative pour l'autre. L'équilibre fut établi pour une certaine température, puis je fis varier la température du premier condensateur de -12° à $+145^{\circ}$, c'est-à-dire, en températures absolues, de 261° à 418°. Cependant l'équilibre ne fut pas sensiblement troublé (²). L'ionisation dans le condensateur chauffé restait donc sensiblement la même.

En résumé, pour un même gaz, pour un même rayonnement et *en un même point, l'ionisation est proportionnelle à la pression* (³) *et indépendante de la température.*

Si l'on se rappelle que pour un gaz, la masse spécifique

(¹) J'ai vérifié cette loi à $\frac{1}{30}$ près entre 12^{cm} et 76^{cm}, à $\frac{1}{15}$ près hors de ces limites.

(²) En réalité, pour les hautes températures, le condensateur chauffé paraissait moins actif, l'écart pouvant atteindre $\frac{1}{12}$. Mais, en raison de difficultés accessoires, je n'oserais affirmer ce résultat.

(³) MM. Benoist et Hurmuzescu ont dit que la vitesse de décharge est proportionnelle à la racine carrée de la pression. Mais, dans leur appareil, les rayons rencontraient des surfaces chargées; aussi avaient-ils affaire à un phénomène beaucoup plus complexe, qui sera analysé plus loin.

est proportionnelle à la pression et inversement proportionnelle à la température absolue, on pourra donner de ces lois cet autre énoncé :

En un même point, l'ionisation par unité de masse est indépendante de la pression et proportionnelle à la température absolue.

17. *Influence de la distance à la source.* — Laissant, cette fois, la température et la pression fixes, j'ai donné à l'angle solide ESH du cône de rayons dessiné dans la *fig.* 11 des valeurs proportionnelles à 1, 2, 3, 4. J'ai alors obtenu dans le volume EFGH des ionisations proportionnelles à 1, 2, 3, 4.

De même, j'ai donné à la plaque $\alpha\beta$ des longueurs de 3^{cm}, 6^{cm}, 9^{cm}, et j'ai obtenu des ionisations proportionnelles à 1, 2, 3. L'expérience de zéro décrite à la fin du § 12 donne au reste, à cet égard, plus de précision : j'ai vérifié que l'on peut faire varier notablement la distance des condensateurs AA', $A_1 A'_1$, sans que les ionisations relatives aux volumes EFGH, $E_1 F_1 G_1 H_1$ cessent d'être égales.

En d'autres termes, l'ionisation dI, dans une couche sphérique centrée sur la source, est proportionnelle à l'angle au sommet $d\omega$ de cette couche, proportionnelle à son épaisseur dl, et indépendante de son rayon r.

L'ionisation en un point de cette couche, qui, d'après la définition, est $\frac{dI}{d\omega\, dl}\,\frac{1}{r^2}$, *varie donc comme l'inverse du carré de la distance entre le point et la source.*

Cette loi ne serait tout à fait exacte que s'il n'y avait pas d'absorption. En réalité, même dans l'air, l'ionisation décroît un peu plus vite. Au lieu d'être à 50^{cm} de la source le quart de ce qu'elle est à 25^{cm}, il m'a semblé qu'elle est seulement 0,96 de ce quart (et, toutefois, plutôt plus que moins).

18. *Photométrie des rayons de Röntgen.* — L'ionisa-

tion prend ainsi un rôle comparable à celui que joue l'éclairement en photométrie, et l'on conçoit qu'on puisse définir, sinon l'intensité d'une source de rayons de Röntgen, puisque ces sources sont discontinues comme les décharges qui les produisent, du moins la *quantité de rayons de Röntgen*.

L'unité de quantité de rayons sera, par exemple, la quantité qui, dans l'air, sous la pression de 76^{cm}, produit, dans une couche sphérique centrée sur la source et de 1^{cm} d'épaisseur, une ionisation égale à 1 [1], c'est-à-dire une ionisation correspondant à la mise en liberté de 1 unité électrostatique C.G.S. d'électricité positive. Cette unité est pratique, en ce sens que, dans les conditions ordinaires, un tube focus émet facilement cette quantité dans l'unité d'angle solide, pour une interruption du primaire de la bobine employée.

19. *Gaz différents de l'air. Coefficients d'ionisation.* — Les mesures précédentes ont été faites sur l'air. Soit Q la quantité de rayons de Röntgen (telle qu'on vient de la définir), supposée rayonnée uniformément dans l'angle solide ω par une source de rayons; soit H la pression de l'air; l'ionisation dans l'élément de volume dv, situé à la distance r de la source, est, en négligeant l'absorption :

$$\frac{Q}{\omega}\frac{H}{76}\frac{dv}{r^2}.$$

Si l'on admet, ce qui devra être vérifié, que les mêmes lois s'appliquent aux gaz autres que l'air, l'ionisation dans le même élément de volume sera, pour un nouveau gaz :

$$G\frac{Q}{\omega}\frac{H}{76}\frac{dv}{r^2}.$$

Je propose de donner aux coefficients G, qui, pour

(1) Si les rayons de Röntgen sont hétérogènes et si l'ionisation est sélective, cette définition aura, du reste, les mêmes inconvénients que les définitions photométriques de la quantité de lumière.

chaque gaz, caractérisent *l'effet gaz*, le nom de *coefficients d'ionisation*.

Leur mesure est facile : on fera passer entre les armatures d'un même condensateur empli successivement, à la même pression, par l'air et par le gaz étudié, un même cône de rayons. Le rapport des ionisations observées donnera G.

J'ai, dans ce sens, commencé quelques mesures, dont voici les premiers résultats :

Gaz	H^2 (1)	AzH^3	air	CO^2	Az^2O	SO^2	HCl
Coefficients d'ionisation	0,026	0,1 (?)	1	1,34	1,3	6	8(?)

20. *Hypothèse des ions.* — Jusqu'à présent, j'ai évité toute hypothèse moléculaire. Mais, s'il n'est pas nécessaire, il peut être intéressant de supposer que, sur leur passage dans les gaz, les rayons de Röntgen brisent certaines molécules. Les ions alors formés, chargés d'électricités contraires par le fait même de leur séparation, pourraient alors se mouvoir dans le gaz suivant le mécanisme précédemment décrit.

Puisque, dans la théorie cinétique des gaz, l'énergie

(1) J.-J. Thomson et Rutherford, puis Rutherford seul (*Philosophical Magazine*, novembre 1896, avril 1897) ont fait une très belle étude sur les propriétés acquises par les gaz, préalablement soumis à l'action des rayons de Röntgen, puis insufflés dans des champs électriques de forme variée, par exemple entre les armatures d'un condensateur plan.

Cette étude *dynamique*, un peu postérieure à l'étude *statique* dont j'ai parlé (*Éclairage électrique*, juin 1896; *Comptes rendus*, août et novembre 1896), en est d'ailleurs évidemment distincte.

Au point de vue qualitatif, et quant aux résultats qui sont comparables, l'accord est parfait. Je signalerai une divergence quantitative : Rutherford indique (*Phil. Mag.*, p. 254; 1897) pour l'hydrogène une conductivité de 0,5, alors que j'obtiens, pour coefficient d'ionisation de ce gaz, le nombre 0,026. Mes mesures, très concordantes, ont été faites par la méthode *statique* indiquée dans ce paragraphe. L'hydrogène était soigneusement purifié.

interne d'une molécule est indépendante de la pression et proportionnelle à la température absolue, on énoncerait alors les lois qui précèdent en disant que, pour chaque gaz, le nombre de molécules brisées est proportionnel au nombre de molécules rencontrées, quel que soit leur écartement, et proportionnel à leur énergie moyenne.

Enfin, les coefficients d'ionisation donneraient des indications sur la stabilité chimique des molécules.

Ici, comme au sujet des rayons cathodiques, c'est d'ailleurs faire une nouvelle hypothèse que d'admettre, comme dans l'électrolyse ordinaire, que 100000 coulombs sont transportés par une valence-gramme.

21. En terminant cette analyse de l'*effet gaz*, effet qui, nous allons le voir, forme en général la majeure partie des décharges observées, je rappelle que *toute expérience où l'on oublierait d'en tenir soigneusement compte est suspecte*. J'ai d'ailleurs constaté que, même en se défiant, il est facile d'oublier des touffes de lignes de force qui, rencontrées par les rayons, donnent leur effet gaz et faussent absolument les résultats.

III.

EFFET MÉTAL.

1. *Définition.* — Dans les recherches qui précèdent, je prenais toujours soin d'éviter tout contact entre les rayons de Röntgen et les corps chargés. D'une façon plus précise, les rayons ne rencontraient jamais les surfaces, isolantes ou conductrices, qui limitent le gaz contenu dans les tubes de force intéressés.

Quand on ne prend plus cette précaution, la décharge devient souvent plus rapide que les lois précédentes ne l'indiqueraient. J'appelle *effet métal* ce qui vient alors s'ajouter à l'*effet gaz*, expression qui sera justifiée plus loin.

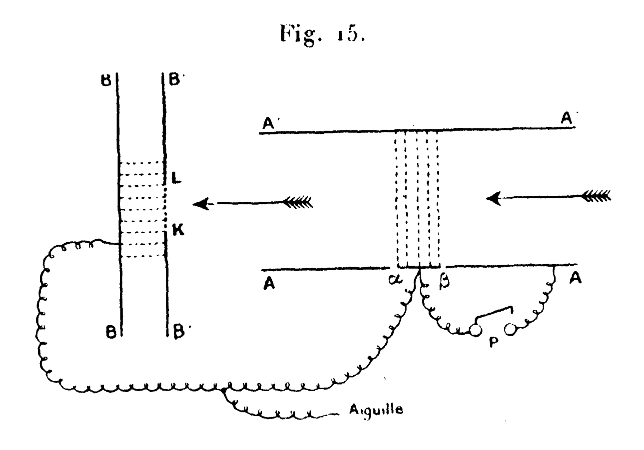
Ainsi l'*effet métal* est défini comme étant ce qu'il faut ajouter à l'effet gaz pour obtenir l'effet total.

J'ai étudié cet effet métal dans le cas d'un condensateur plan où les rayons entrent perpendiculairement aux armatures, et j'ai pu suivre une méthode analogue à celle qui m'a servi pour l'effet gaz.

2. J'ai d'abord comparé les deux effets par une méthode de compensation.

AA′ est un condensateur à anneau de garde semblable à ceux que j'ai déjà décrits, mais où la plaque $\alpha\beta$, longue

Fig. 15.



de plusieurs centimètres dans la direction perpendiculaire au plan de figure, a seulement 1^{cm} dans le sens des flèches. Un pinceau de rayons, figuré par ces flèches, traverse le condensateur AA′ sans en toucher les armatures, puis entre dans un deuxième condensateur BB′, perpendiculairement aux armatures, par une fenêtre KL, percée dans l'armature B′ et couverte d'une feuille très mince d'aluminium battu. L'épaisseur du condensateur BB′ est exactement égale à $\alpha\beta$, soit à 1^{cm}. Enfin, les plaques B et $\alpha\beta$, liées d'une manière fixe à l'aiguille de l'électromètre, sont liées au sol et à l'anneau de garde AA par un pont que l'on coupe avant de faire passer les rayons, en sorte qu'elles sont d'abord au potentiel de AA. Soit zéro

ce potentiel; A′ et B′ sont portées par une pile de charge soit à des potentiels de même signe, soit à des potentiels de signe contraire (± 120 volts), de manière que les quantités d'électricité débitées par B et par $\alpha\beta$ s'ajoutent ou se retranchent sur l'électromètre.

Par construction, chaque rayon du pinceau employé est intéressé sur la même longueur par les tubes de force émanés de $\alpha\beta$ et par ceux qui émanent de B. L'effet gaz est donc le même dans les deux condensateurs (¹). Soit g cet effet. Soit m l'effet métal produit dans le condensateur BB′; par définition de m, l'effet total dans ce condensateur est $m + g$; il est $\pm g$ dans le condensateur AA′.

L'opposition des deux condensateurs sur l'électromètre donnera donc m par lecture directe; leur addition donnera $m + 2g$, d'où m et g.

3. J'ai ainsi vu que l'effet métal est nul quand, pour chacune des armatures BB′, la face tournée vers l'intérieur du condensateur est badigeonnée de pétrole, d'alcool ou d'eau; même il suffit de badigeonner les parties qu'atteignent les rayons, l'état du reste de ces faces n'influant pas : alors tout se réduit à l'effet gaz.

Mais l'effet métal prend une valeur mesurable si l'une des parties atteintes par les rayons sur ces faces internes est, par exemple, une surface propre et sèche d'or, ou, plus généralement, d'un *métal* quelconque. Ici encore, les parties atteintes par les rayons interviennent seules, et par leur surface immédiatement contiguë au gaz; les couches sous-jacentes n'influent pas.

J'ai vérifié que le signe de la charge de B′ n'intervient pas. De plus, il est indifférent qu'on relie à l'aiguille la plaque B′ ou la plaque B, l'électricité perdue par l'une étant gagnée par l'autre, comme il était probable.

4. Si deux portions de surface, atteintes séparément par

(¹) *Voir* nᵒˢ 14 et 17 du Chapitre *Effet gaz*.

les rayons, donnent des effets métal m et m', il m'a toujours semblé que lorsqu'elles sont atteintes ensemble, elles donnent l'effet métal $m + m'$. Par exemple, partant du cas où, les faces internes de BB' étant pétrolées, l'effet métal y est nul, j'ai d'abord couvert par une feuille d'or battu la face interne de B, et obtenu un certain effet métal (67 divisions de l'échelle); puis j'ai aussi couvert par une feuille d'or la face interne de B' (en sorte que les rayons rencontraient de l'or aux deux extrémités des tubes de force qu'ils intéressaient dans le condensateur BB') et j'ai obtenu un effet métal sensiblement double (131 divisions).

Cette expérience montre le caractère additif de l'effet métal.

5. Mais, si elle prouve qu'on a le droit de parler de l'effet métal dû à une certaine surface, rien ne prouve encore avec rigueur que cet effet puisse être entièrement localisé sur cette surface. Par exemple, aux points où les rayons de Röntgen frappent une surface métallique, pourraient se développer, par une sorte de fluorescence, des radiations agissant par effet gaz sur le gaz environnant.

J'ai réalisé une expérience qu'on pourra comparer à celle qui m'a permis de reconnaître le rôle des tubes de force dans l'effet gaz ([1]), et qui prouve que l'effet métal se produit bien uniquement sur la surface frappée.

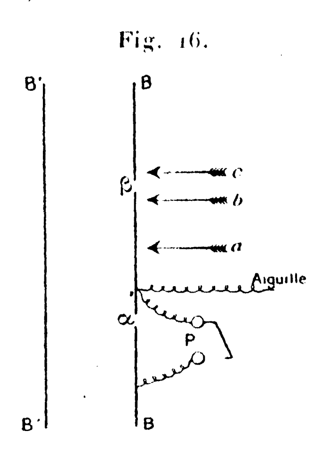
Une plaque rectangulaire $\alpha\beta$ (*fig.* 16), découpée dans l'une des armatures d'un condensateur BB', est liée à l'aiguille d'un électromètre. Au début de l'expérience, elle est aussi liée au reste de l'armature B, qui joue ainsi le rôle d'anneau de garde. Enfin B et B' sont réunis par une batterie d'accumulateurs qui maintient entre elles une différence de potentiel constante.

On coupe alors la communication entre B et $\alpha\beta$, et l'on fait entrer les rayons dans le condensateur, perpendicu-

([1]) *Voir* n° 7 du Chapitre *Effet gaz*.

lairement à ses armatures, au travers de l'armature B. Les rayons y produisent un effet gaz et, comme la face interne de B' est doublée de plomb, un effet métal (dernières lignes du § 3).

Fig. 16.



Or la décharge accusée par la plaque $\alpha\beta$, rapide quand les rayons passent en *a* (120 divisions de l'échelle), sensiblement la même quand ils passent en *b*, devient pratiquement nulle (moins d'une division) quand ils passent en *c*. D'autre part, des 120 divisions indiquées sur l'échelle où se lisent les déplacements de l'aiguille, quand le rayon passait en *b*, 40 disparaissaient, quand je pétrolais cette face B'.

L'effet métal décelé par la plaque $\alpha\beta$ était donc au moins divisé par 40, quand le rayon passait de *b* en *c*. Un déplacement de $0^{cm},5$ suffisait pour cela, alors que, l'épaisseur du condensateur étant 2^{cm}, tout ce qui aurait pu être dû à un effet de fluorescence, à une convection ou à une diffusion n'aurait pu être sensiblement altéré par ce déplacement.

Mais les extrémités, sur le plomb de la face B', des lignes de force issues de $\alpha\beta$, extrémités qui, pour la position *b*, étaient atteintes par les rayons, ne l'étaient plus pour la position *c*.

6. *Théorie de l'effet métal. Ionisation superficielle.* —

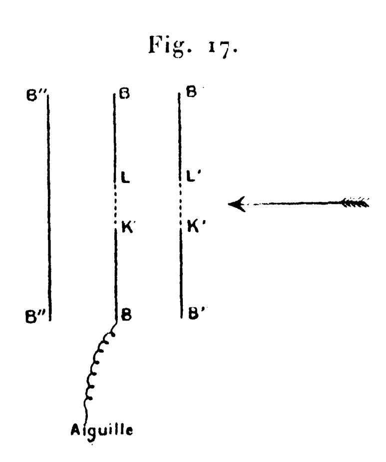
Suivant exactement la même marche que pour l'effet gaz, on verra que cette expérience entraîne l'énoncé suivant :

En tous les points qu'atteignent des rayons de Röntgen dans la surface de séparation d'un gaz et d'un métal, se forment des quantités égales d'électricité positive et négative, ou, d'une manière abrégée, une *ionisation superficielle* se produit en ces points S'il existe un champ électrique, les charges d'un certain signe sont aussitôt absorbées par le métal, et les charges de signe contraire s'éloignent de ce métal, en décrivant les lignes de force aux extrémités desquelles elles se trouvaient d'abord (¹).

(¹) Il résulte de cet énoncé que dans un condensateur plan, où les rayons entrent perpendiculairement aux armatures, l'effet total sera de la forme $a + be$, a désignant l'effet métal, et be l'effet gaz proportionnel à l'épaisseur e du condensateur.

J'ai cru devoir vérifier directement l'existence de la constante a. De part et d'autre et à égale distance d'une plaque B, au potentiel zéro, et liée à l'aiguille d'un électromètre, se trouvent deux plaques B′ et B″, portées par une pile de charge à des potentiels de signe contraire. Les rayons entrent perpendiculairement aux plaques par les fenêtres K′L′ et KL couvertes de feuilles *minces* d'aluminium. Alors la plaque B débite par exemple de l'électricité positive par sa face antérieure, et de l'électricité négative par l'autre face.

Fig. 17.



Or, dans le condensateur BB′ les faces internes de B et B′ sont pétrolées, donc l'effet métal y est nul.

Puisque l'effet gaz dans BB″, est le même que dans BB′ la lecture de

7. Comme pour l'effet gaz, j'ai vérifié que la quantité d'électricité débitée par effet métal dans un condensateur donné atteint rapidement une valeur limite, quand le champ électrique grandit. Ce résultat permet, toujours en suivant une marche analogue, de définir et de mesurer ce qu'on appellera *ionisation superficielle en un point*.

8. *Influence de la distance à la source.* — A une même distance de la source, l'ionisation par unité de surface m'a paru indépendante de l'inclinaison sur le rayon. J'inclinais à 45° sur le rayon le condensateur BB' de la *fig.* 15 (seul conservé) où la fenêtre KL était assez large pour n'intercepter par ses bords aucun rayon du cône utilisé dans la première position. Le volume intéressé par les rayons dans ce condensateur était donc multiplié par $\frac{1}{\cos 45^\circ} = \sqrt{2}$; l'effet gaz était donc multiplié par $\sqrt{2}$. D'autre part, j'ai vérifié à moins de $\frac{1}{100}$ près que l'effet total était multiplié par $\sqrt{2}$. L'effet métal, qui en est la différence, était donc aussi multiplié par $\sqrt{2}$, précisément comme la surface frappée par les rayons.

De même, j'ai vérifié, quand la distance à la source varie, que l'ionisation par unité de surface varie comme l'inverse du carré de cette distance. Ou, ce qui revient au même, un cône de même angle solide produit, à toute distance, le même effet métal dans le condensateur BB' laissé normal aux rayons. Cela, bien entendu, dans les limites où l'absorption est négligeable.

Ces deux lois peuvent être réunies en un même énoncé :

L'ionisation superficielle en un point varie comme

---

l'électromètre donne directement l'effet métal dans ce condensateur BB''.

J'ai ainsi constaté que, pour des épaisseurs de 1^{cm}, 2^{cm}, 3^{cm} et 5^{cm}, cet effet métal était représenté par 41, 43, 42 et 39 divisions de l'échelle graduée.

l'inverse du carré de la distance entre le point et la source (¹).

Cette loi permettrait de définir, par une seconde manière indépendante de celle que j'ai déjà donnée, l'unité de quantité de rayons; mais je crois préférable de garder la première définition.

9. *Coefficients d'ionisation superficielle.* — Soit Q la quantité de rayons de Röntgen qu'une source rayonne uniformément dans l'angle solide ω; l'ionisation superficielle dans l'élément de surface ds, pris sur la surface de séparation du gaz a et du métal b, sera donc, à la température ordinaire et sous la pression de 76^{cm} :

$$\frac{Q}{\omega}\frac{ds}{r^2}M_{a,b}.$$

Je propose d'appeler *coefficients d'ionisation superficielle* les coefficients $M_{a,b}$ qui, pour chaque couple gaz-métal, caractérisent l'effet métal.

J'ai mesuré, d'une manière assez grossière, quelques-uns de ces coefficients, rassemblés dans le Tableau suivant :

$M_{Au,air} = 0,9$	$M_{Zn,air} = 0,70$	$M_{Pb,air} = 0,6$	$M_{Sn,air} = 0,6$	$M_{Al,air} = 0,0$
	$M_{Zn,CO^2} = 0,80$			$M_{Al,CO^2} = 0,0$
	$M_{Zn,H^2} = 0,5$			$M_{Al,H^2} = 0,2$

Ces coefficients formeraient une classe de constantes qu'on pourrait comparer, à certains égards, aux tensions superficielles ou aux différences de potentiel par contact.

(¹) Cette loi et celle donnée au n° 17 du Chapitre *Effet gaz* me paraissent les seules précises qu'on ait données quant à l'affaiblissement des rayons de Röntgen avec la distance. En particulier, il était évidemment illusoire de compter la distance jusqu'à un corps déchargé, sans se préoccuper de l'effet gaz.

10. *Influence de la pression.* — Les expériences précédentes étaient faites à la pression atmosphérique et à la température ordinaire. J'ai fait varier ces conditions.

Il me semble possible que, comme pour l'effet gaz, l'effet métal à pression constante soit indépendant de la température : une plaque de zinc, à 15° et à 120°, m'a sensiblement donné le même effet métal.

Mais je n'ai pu, cette fois, exprimer par une loi simple l'influence de la pression [1].

11. *Loi générale de la décharge.* — Supposons connue, dans tous les cas, l'influence de la pression sur l'effet métal, ce qui exigera des mesures peut-être longues, mais faciles. Alors il est aisé de voir que l'analyse qui vient d'être donnée permettra de calculer, dans tous les cas, la quantité d'électricité perdue par un corps sous l'influence des rayons de Röntgen, au moins tant qu'on ne sera pas arrêté par des difficultés d'intégration.

Prenons l'exemple simple d'un condensateur plan, d'épaisseur l^{cm}, perpendiculaire aux rayons qui y pénètrent par une armature en aluminium, l'autre armature étant en zinc, et supposons que l'on cherche la quantité d'élec-

---

[1] J'étudiais cette influence en observant comment variait, avec la pression, la vitesse de décharge dans un condensateur où les rayons entraient perpendiculairement aux armatures. De la vitesse observée, il fallait retrancher un terme proportionnel à la pression, qui mesurait l'effet gaz. Le reste mesurait la somme des effets métal dus aux deux faces du condensateur. Il ne serait pas très difficile d'employer une méthode de compensation qui donnerait, *directement* et à toute pression, l'effet métal dû à l'une de ces faces, mais je n'ai pas encore employé cette méthode.

Incidemment, il est impossible d'admettre, comme plusieurs physiciens l'avaient dit tout d'abord, que, lorsque les rayons entrent ainsi, en bout, dans un condensateur plan, la vitesse de décharge brute, c'est-à-dire l'effet total, soit toujours proportionnelle à la racine carrée de la pression du gaz. Si, en effet, cette loi se trouve exacte pour une certaine épaisseur du condensateur, elle cessera de l'être pour une épaisseur différente, l'effet total ayant alors varié d'un effet gaz pro-

tricité positive qui passe d'une armature à l'autre quand une quantité de rayons Q entre dans le condensateur. L'application immédiate des lois élémentaires que j'ai données montre que, dans l'hydrogène, cette quantité sera, en unités électrostatiques C.G.S.,

$$Q(M_{Al,H^2} + l G_{H^2} + M_{Zn,H^2}) = Q(0,2 + l.0,026 + 0,5);$$

dans l'air, elle serait

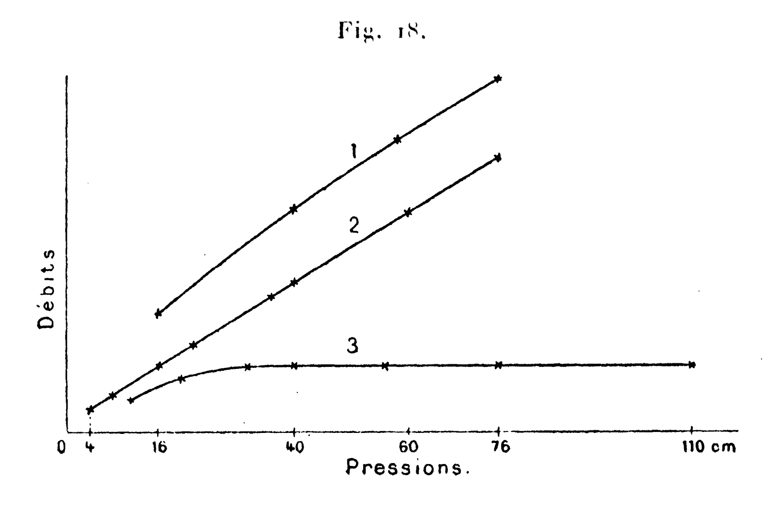
$$Q(M_{Al,air} + l G_{air} + M_{Zn,air}) = Q(0,0 + l.1 + 0,7).$$

---

portionnel à la pression; mais il faudra une variation notable d'épaisseur pour que l'aspect cesse d'être parabolique.

Au reste, j'ai fait, à cet égard, quelques expériences directes résumées par les trois courbes de la *fig.* 18. La pression est portée en

Fig. 18.



abscisse et l'effet total en ordonnée. Le condensateur employé avait 4^{cm} d'épaisseur. La face d'entrée du rayon était d'aluminium.

La courbe 1 correspond au cas où la deuxième face est en zinc et où le gaz étudié est l'air;

La courbe 2 au cas où la deuxième face est d'aluminium, le gaz étudié étant encore l'air;

La courbe 3 au cas où la deuxième face est encore d'aluminium, le gaz étudié étant l'hydrogène.

Aucune de ces trois courbes n'est une parabole.

12. *Pile à gaz.* — Je terminerai en citant une expérience qui peut être considérée comme une application des idées qui précèdent. Si l'on fait passer un pinceau de rayons entre une lame de zinc et une lame de cuivre métalliquement réunies, ces rayons tendront à égaliser les potentiels des lames, et un courant traversera le fil de communication. J'ai effectivement réalisé cette *pile à gaz* en associant en surface douze éléments, où chaque couple était formé par une lame de cuivre et une lame de zinc ayant à peu près 100^{cq} de surface et distantes de quelques millimètres. J'ai ainsi obtenu, sur l'échelle graduée qui donnait les déplacements de l'équipage mobile d'un galvanomètre Thomson, une déviation permanente de 50^{mm}, correspondant à un courant de $7 . 10^{-9}$ ampères.

L'énergie de ce courant peut être due à la réaction chimique des métaux sur le gaz ionisé; toutefois, même après un passage prolongé, je n'ai pu déceler dans la pile de force contre-électromotrice due à la polarisation des électrodes.

CONCLUSION.

En résumé, j'ai établi les résultats suivants :

Relativement aux rayons cathodiques :

Ces rayons sont électrisés négativement, ce qui est difficilement conciliable avec la théorie des ondulations, et concorde bien, au contraire, avec celle d'une émission (p. 7);

Par suite, ils subissent l'action des champs électriques *statiques*, toujours dans le sens prévu (p. 11);

Enfin, cette action permet de mesurer la chute de potentiel au voisinage de la cathode (p. 13);

Relativement aux rayons de Röntgen, indépendamment de premiers essais qui ont pu contrib
sur leur région d'origine et sur l
tion rectiligne :

Ces rayons peuvent décharger, sans les rencontrer, des corps électrisés situés dans un gaz en repos (p. 28);

Cet *effet gaz* se produit jusqu'à décharge complète (p. 31);

Il n'est pas dû à une convection ou à une diffusion du gaz directement atteint par les rayons (p. 33);

Dans un gaz, un tube de force coupé par les rayons se comporte comme un conducteur (p. 35);

D'une manière plus précise, là où des rayons traversent un gaz, apparaissent des charges égales et contraires (ionisation); puis ces charges se meuvent sous l'influence du champ le long des tubes de force qui les contiennent jusqu'à ce qu'elles rencontrent un conducteur, qu'elles déchargent, ou un isolant solide ou liquide, qu'elles chargent (p. 37);

Cette *ionisation* d'un gaz est indépendante de l'existence du champ qui la révèle (p. 38);

Elle peut facilement être mesurée (p. 42);

L'*ionisation en un point* varie proportionnellement à la pression et reste indépendante de la température (p. 43);

Elle varie comme l'inverse du carré de la distance entre le point et la source, ce qui permet de fixer une *unité de quantité* pour les rayons Röntgen (p. 44);

A chaque gaz correspond un *coefficient d'ionisation* : c'est le nombre par lequel est multipliée l'ionisation en un point, quand l'air est remplacé par le gaz (p. 45);

Dans le cas complexe où des surfaces chargées sont rencontrées, et suivant une méthode analogue:

Lorsque ces surfaces sont métallique , un deuxième effet, l'*effet métal*, s'ajoute sans l'altérer à l'effet gaz (p. 49);

Cet effet métal équivaut à une *ionisation superficielle* produite par les rayons à la surface de séparation d'un gaz et d'un métal, où se révèle ainsi l'existence d'une

[illegible] 51);

[illegible] *lle en un point* varie comme

[illegible] inverse du ca[illegible] ance à la source (p. 53);

Chaque couple gaz-métal est caractérisé par un *coefficient d'ionisation superficielle,* ce qui donne une deuxième liste nouvelle de constantes physiques (p. 54);

Ainsi le phénomène complexe de la décharge par les rayons de Röntgen apparaît comme la somme de deux phénomènes qui, séparément, obéissent à des lois simples, ce qui fixe la loi générale de cette décharge, dont le calcul se trouve, en chaque cas, réduit à un problème d'intégration (p. 55).

Au point où nous sommes alors arrivés, les rayons de Röntgen se présentent donc comme ayant pour caractères: de se propager très rigoureusement en ligne droite, affaiblis, mais jamais déviés par les obstacles; d'exciter des fluorescences; et d'ioniser les gaz, cette ionisation devenant plus énergique au contact d'un métal.

Cette dernière propriété, sans rapprocher directement les rayons de Röntgen de la lumière ultra-violette, augmente pourtant les raisons qu'on avait pour y voir des vibrations de nature électrique.

Mais surtout elle crée une voie nouvelle où les rayons de Röntgen, sans former le but direct des études, serviront seulement comme un moyen propre à obtenir l'ionisation. On conçoit en effet que, avec certaines différences, qui augmenteront l'intérêt des recherches, on puisse bientôt construire, pour le groupe important des gaz, quelque chose d'analogue à ce qu'est l'électrolyse pour les sels. Et si, comme il est bien vraisemblable, l'ionisation d'un gaz est accompagnée d'un transport de matière, on prévoit l'intérêt que pourra présenter la décomposition de corps dont la structure diffère extrêmement de celle des électrolytes connus. einige Eigenschaften der X

Ainsi pour ... dessiner

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE.

HITTORF. — Ueber die Electricitätsleitung der Gase. (*Pogg. Ann.*, t. CXXXVI, p. 1; 1869.)

CROOKES (W.). — Illumination of lines of molecular pressure. (*Phil. Mag.*, t. VII, p. 57; 1879.)

— On a fourth state of matter. (*Proc. Roy. Soc.*, t. XXX, p. 469; 1880.)

— Adresse présidentielle à la Société des Ingénieurs électriciens. (Traduction dans *Lumière électrique*, t. XXXIX, p. 233.)

GOLDSTEIN. — Entladung der Electricität in verdünnten Gasen. (*Wied. Ann.*, t. XI, p. 832; 1880, et t. XII, p. 90; 1881.)

— Eine neue Form electrischer Abstossung. (*Wied. Ann.*)

— Reflexion of electrical rays. (*Phil. Mag.*, t. XIII, p. 449; 1881.)

— Influence of the shape of the kathode .... (*Phil. Mag.*, t. XIII, p. 455; 1881.)

THOMSON (J.-J.). — Theory of the discharge in gases. (*Phil. Mag.*, t. XV, p. 427; 1883.)

HERTZ. — Versuche über die Glimmentladung. (*Wied. Ann.*, t. XIX, p. 782; 1883.)

WIEDEMANN (E.). — Electrische Entladungen in Gasen. (*Wied. Ann.*, t. XX, p. 756; 1883.)

RÖNTGEN. — Electromagnetic action of dielectric polarization. (*Phil. Mag.*, t. XIX, p. 385; 1885.)

RIGHI. — Sulla convezione ellettrica. (*Lincei*, t. IV, p. 151; 1890.)

HERTZ. — Durchgang der Kathodenstrahlen durch dünne Metalschichten. (*Wied. Ann.*, t. XLV, p. 28; 1892.)

WIEDEMANN (E.) et EBERT. — Ueber die angebliche Abstossung paralleler Kathodenstrahlen. (*Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 158; 1892.)

LENARD. — Kathodenstrahlen von atmospherischen Druck und [illegible] *d. Ann.*, t. LI, p. 225; 1894.)

— [illegible] odenstrahlen. (*Id.*, t. LII, p. 23.)

— Absorption der Kathodenstrahlen. (*Id.*, t. LVI, p. 255; 1895.)

THOMSON (J.-J.). — Velocity of the kathode-rays. (*Phil. Mag.*, t. XXXVIII, p. 358; 1894.)

WIEDEMANN (E.). — Entladungstrahlen. (*Zeitschrift für Electrochemie,* p. 159; 1895.)

JEAN PERRIN. — Nouvelles propriétés des rayons cathodiques. (*Comptes rendus,* t. CXXI, p. 1130; 1895.)

Théorie de M. JAUMANN (ondes longitudinales) et critiques de M. H. POINCARÉ. (*Comptes rendus,* t. CXXI, p. 792, et t. CXXII, p. 74 et 76; p. 517 et 520.)

BIRKELAND. — Sur un spectre de rayons cathodiques. (*Comptes rendus,* t. CXXIII, p. 492; 1897.)

MAJORANA. — Deviazione ellettrostatica dei raggi catodici. (*Lincei,* p. 183; 1897.)

DESLANDRES. — Actions mutuelles des électrodes et des rayons cathodiques. (*Comptes rendus,* t. CXXIV, p. 678; 1897.)

— Complexité des rayons cathodiques. (*Id.,* p. 945.)

RÖNTGEN. — Ueber eine neue Art von Strahlen. (*Sitz. der Würzburger physik. medic. Gesell.,* décembre 1895.)

JEAN PERRIN. — Quelques propriétés des rayons de Röntgen. (*Comptes rendus,* t. CXXII, p. 186; janvier 1897.)

— Origine des rayons de Röntgen. (*Id.,* p. 716.)

DE HEEN et DEVELSHAUVEN. — Les rayons X émanent de l'anode. (*Id.,* p. 383.)

D'ARSONVAL. — Observations sur la photographie au travers des corps opaques. (*Id.,* p. 500.)

GALITZINE et KARNOJITZKY. — Centres d'émission des rayons X. (*Id.,* p. 608.)

THOMPSON (S.-P.). — Observations sur les rayons X. (*Id.,* p. 807.)

THOMSON (J.-J.). — The Röntgen rays (*Nature,* t. LIII, p. 391 et 581, et t. LIV, p. 302.)

COLARDEAU. — Sur une forme de tube de Crookes... (*Journ. de Phys.,* p. 542; 1896.)

WINKELMAN et STRAUBEL. — Ueber einige Eigenschaften der X Strahlen. (*Jenaische Zeitschrift für Natürw.,* t. XXX; 1896.)

SAGNAC. — Sur la diffraction et la polarisation des rayons de Röntgen. (*Comptes rendus,* t. CXXII; p. 783.)

— Illusions relatives aux pénombres. Application aux rayons X. (*Comptes rendus*, t. CXXIII; p. 880.)

Calmette et Lhuillier. — Sur la diffraction des rayons de Röntgen. (*Id.*, t. CXXII; p. 877.)

Hurion et Izarn. — Sur la déviation des rayons de Röntgen. (*Id.*, p. 1195.)

Gouy. — Réfraction et diffraction des rayons de Röntgen. (*Comptes rendus*, t. CXXII, p. 1197; t. CXXIII, p. 43, et *Journ. de Phys.*, p. 345; 1896.)

Guillaume (Ch.-Ed.). — Sur l'émission des rayons X. (*Comptes rendus*, t. CXXIII; p. 450.)

— Les rayons X. (Gauthier-Villars, 1896.)

Raveau. — Les rayons X et la lumière ultra-violette. (*Journ. de Phys.*, p. 113; 1896.)

Porter. — Analysis of Röntgen rays. (*Nature*, t. LIV; p. 110.)

Roiti. — (*Lincei*, p. 131; 1896.)

Benoist (L.). et Hurmuzescu. — Nouvelles propriétés des rayons X. (*Comptes rendus*, t. CXXII, p. 235; 3 février 1896.)

— Nouvelles recherches sur les rayons X. (*Id.*, p. 379.)

— Action des rayons X sur les corps électrisés. (*Id.*, p. 779 et 926, et *Journal de Phys.*, p. 351; 1896.)

Thomson (J.-J.). — Discharge of electricity produced by Röntgen rays. (*Electrician*, p. 491; 7 février 1896, et *Proc. Roy. Soc.*, t. LIX, p. 274.)

Lodge (O.). — (*Electrician*, p. 473; 7 février 1896.)

Righi. — Produzione di fenomeni elettrici per mezzo dei raggi di Röntgen. (*Acc. di Bologna*, 9 février 1896, et *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 376.)

— Effets électriques des rayons de Röntgen. (*Comptes rendus*, t. CXXII, p. 601).

— Gas attraversati dai raggi di Röntgen. (*Acc. di Bologna*, 31 maggio 1896.)

Dufour. — Observations sur les rayons Röntgen. (*Arch. des Sc. phys. et nat.*, t. I, p. 111; 10 février 1896.)

Jean Perrin. — Mécanisme de la décharge par les rayons de Röntgen. (*Éclairage électrique*, t. VII, p. 545; juin 1896, et *Journal de Phys.*, p. 350; 1896.)

— Rôle du diélectrique dans la décharge par les rayons de Röntgen. (*Comptes rendus*, t. CXXIII, p. 351.)

— Décharge par les rayons de Röntgen. Influence de la pression et de la température. (*Id.*, p. 878.)

— Rôle des surfaces frappées par les rayons. (*Id.*, t. CXXIV, p. 455.)

— Application à la mesure des forces électromotrices de contact. (*Id.*, p. 496.)

VILLARI. — Du reploiement des rayons X derrière les corps opaques. (*Comptes rendus*, t. CXXIII, p. 418.)

THOMSON (J.-J.) and RUTHERFORD. — Passage of electricity through gases exposed to Röntgen rays. (*Phil. Mag.*, p. 392; novembre 1896.)

BENOIST (L.). — Loi de transparence des gaz pour les rayons de Röntgen. (*Comptes rendus*, t. CXXIV, p. 146.)

RUTHERFORD. — Electrification of gases exposed to Röntgen rays and absorption of Röntgen rays by gases. (*Phil. Mag.*, p. 241; avril 1897.)

FIN.

TABLE DES MATIÈRES.

24727 Paris. — Imprimerie Gauthier-Villars et fils, quai des Grands-Augustins, 55.